ÜBER DIE AUFNAHME VON HYSTERESISSCHLEIFEN MIT HILFE DER MAGNETISCHEN WAGE VON DU BOIS

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

GENEHMIGT

VON DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

FRIEDRICH-WILHELMS-UNIVERSITÄT

ZU BERLIN

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

VON

CLEMENS VON HORVATH

AUS KASAN (RUSSLAND)

TAG DER PROMOTION: 13. OKTOBER 1919

GEDRUCKT IN DER
BUCHDRUCKEREI VON THOMAS & HUBERT, WEIDA I. THÜR.

Referenten:

Professor Dr. M. Planck

Professor Dr. A. Wehnelt

Einleitung.

Die magnetische Wage von du Bois ist ein Instrument, das uns die Möglichkeit gibt, die magnetischen Eigenschaften einer ferromagnetischen Substanz zu untersuchen, wenn diese Substanz in die Form eines zylindrischen Stabes von gewissen Dimensionen gebracht werden kann.

Die magnetischen Eigenschaften der ferromagnetischen Substanzen sind bekanntlich Funktionen nicht nur des momentanen makroskopisch definierten Zustandes der Substanz, sondern sie hängen auch von der Vorgeschichte der betreffenden Probe ab.

Die Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in ferromagnetischen Substanzen ist noch bis jetzt in vielen Hinsichten unbefriedigend, und deshalb ist es auch erklärlich, wenn man zur Zeit unter den Methoden, die zur Untersuchung von ferromagnetischen Eigenschaften verschiedener Substanzen verwendet werden, zwei Gruppen unterscheidet. Zu den Methoden der ersten Gruppe gehören diejenigen, nach welchen die ferromagnetischen Eigenschaften einer Substanz mit Hilfe von Instrumenten bestimmt werden, die selber keine ferromagnetischen Substanzen als wesentliche Teile der Apparatur enthalten. Zu den Methoden der zweiten Gruppe gehören dagegen diejenigen, wo Instrumente verwendet werden, die ferromagnetische Substanzen als wesentliche Teile der Apparatur enthalten.

Zu der ersten Gruppe gehört z. B. die bekannte magnetometrische Methode, bei der man die Wirkung eines gleichmäßig magnetisierten Ellipsoids mißt. Zu derselben Gruppe gehört auch die ballistische Methode der Aufnahme der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurven.

In der ersten von den eben erwähnten Methoden spielt zwar eine wesentliche Rolle eine auf einem Faden aufgehängte Magnetnadel, aber man kann sie immer ersetzt denken durch eine stromdurchflossene Spule, die sich in einem durch elektrische Ströme erzeugten Magnetfelde einstellen kann. In diesem Falle braucht

man nicht zu befürchten, daß der „permanente“ Magnetismus der Magnetnadel unter der Wirkung eines neuen Magnetfeldes sich verändert.

Die magnetische Wage von du Bois gehört zu den Instrumenten, deren wesentliche Teile ferromagnetische Substanzen enthalten.

Da die magnetische Wage zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften der ferromagnetischen Substanzen gebaut ist und da die magnetischen Eigenschaften der Eisensorten, aus denen die Wage besteht, von vornherein unbekannt sind und einen nicht unwesentlichen Einfluß auf die Resultate der Untersuchung haben, so ist es klar, daß die magnetische Wage nicht zur Ausführung von direkten absoluten Messungen geeignet ist.

Um mit Hilfe der Wage absolute Angaben über den Verlauf der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve einer Probe machen zu können, muß man die Wage vorher aichen, indem man eine und dieselbe Stahlsorte einmal magnetometrisch und das andere Mal mit Hilfe der Wage untersucht. Aus dem Vergleich dieser beiden Aufnahmen ergibt sich die sogenannte Scherungskurve für die Wage, die die anzubringenden Korrektionen an $\mathfrak{H}$, $\delta\mathfrak{H}$, als Funktion von $\mathfrak{B}$ angibt.

Da die magnetische Wage im wesentlichen aus ferromagnetischen Substanzen besteht, deren magnetische Eigenschaften uns von vornherein unbekannt sind und da die magnetischen Eigenschaften von Eisen und Stahl sehr kompliziert zu sein scheinen, so ist es beim Arbeiten mit der magnetischen Wage sehr leicht, manche wesentliche Faktoren, die auf den Verlauf der Hysteresiskurve einen Einfluß ausüben könnten, zu übersehen und sich in der Taxierung der relativen Bedeutung der einzelnen Fehlerquellen zu irren.

Die magnetische Wage wurde von Herrn du Bois im Jahre 1890 konstruiert und ist im Laufe der nächsten 10 Jahre von ihm wesentlich verbessert worden.

Im Frühjahr 1916 hat mir Herr Prof. du Bois vorgeschlagen, an der Hand einer ganzen Reihe von Materialproben magnetische Messungen mit Hilfe der Wage vorzunehmen, die vom Jahre 1900 stammende Anweisung für die Handhabung der magnetischen Wage zu prüfen und die sich auf Grund des neuen Erfahrungsmaterials eventuell ergebenden möglichen und wünschenswerten Änderungen in der Konstruktion und Handhabung der magnetischen Wage zusammenhängend zu bearbeiten.

Nach $1^1/_2$jähriger Arbeit mit der magnetischen Wage ist es gelungen, die Methode der Handhabung der magnetischen Wage so zu verfeinern, daß bei mittleren und höheren Werten der Induktion $\mathfrak{B}$ die Genauigkeit der mit Hilfe der Wage aufgenommenen $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve für gewöhnliche Eisen- und Stahlsorten bis auf $^1/_2\,\%$ gehoben werden konnte.

Wenn man mit einem Präzisionsinstrument arbeitet, so ist es die Aufgabe jedes Experimentators, der mit dem Instrument zu tun hat, die möglichst große Genauigkeit beim Handhaben mit diesem Instrument zu erzielen. Dabei muß man darauf achten, daß man mit einer und derselben Genauigkeit die verschiedenen Fehlerquellen eliminiert und nicht etwa beim Eliminieren einer Fehlerquelle sich um die hundertsten Teile der zu messenden Größe kümmert und zu gleicher Zeit beim Eliminieren einer anderen Fehlerquelle die Zehntel derselben Größe vernachlässigt.

Solche Fehler kann man nur dann zu vermeiden hoffen, wenn man den relativen Einfluß der einzelnen Fehlerquellen richtig einschätzt, die Eigentümlichkeiten des Instrumentes kennt und sie bei jeder neu auftauchenden Frage in Rücksicht zieht.

Über die magnetische Wage im allgemeinen.

Die magnetische Wage kann man, wenn man sie im großen ganzen betrachtet, als einen mit zwei Schlitzen versehenen Ringmagneten auffassen. Der Querschnitt dieses Ringmagneten ist in verschiedenen Teilen dieses magnetischen Kreises verschieden groß.

Das zu untersuchende zylindrische Probestück bildet nach du Bois einen Teil des Ringmagneten und zwar den, wo der Querschnitt am kleinsten ist ($S_1 = 0{,}500$ qcm). In den anderen Teilen des Ringmagneten ist der Querschnitt bedeutend größer und zwar z. B. an der Stelle, wo die Schlitze angebracht sind, gleich 18,1 qcm. In den übrigen Teilen ist der Querschnitt des Ringmagneten von der Größenordnung 20 qcm.

Der Probestab befindet sich innerhalb einer Magnetisierungsspule, die aus zwei Spulen besteht. Die eine Spule besteht aus 2400 Windungen und hat eine Windungsfläche von 13600 qcm (12 Lagen von je 200 Windungen 0,1 cm starken Kupferdrahts), die andere Spule ist in entgegengesetzter Richtung aufgewickelt und ist derart

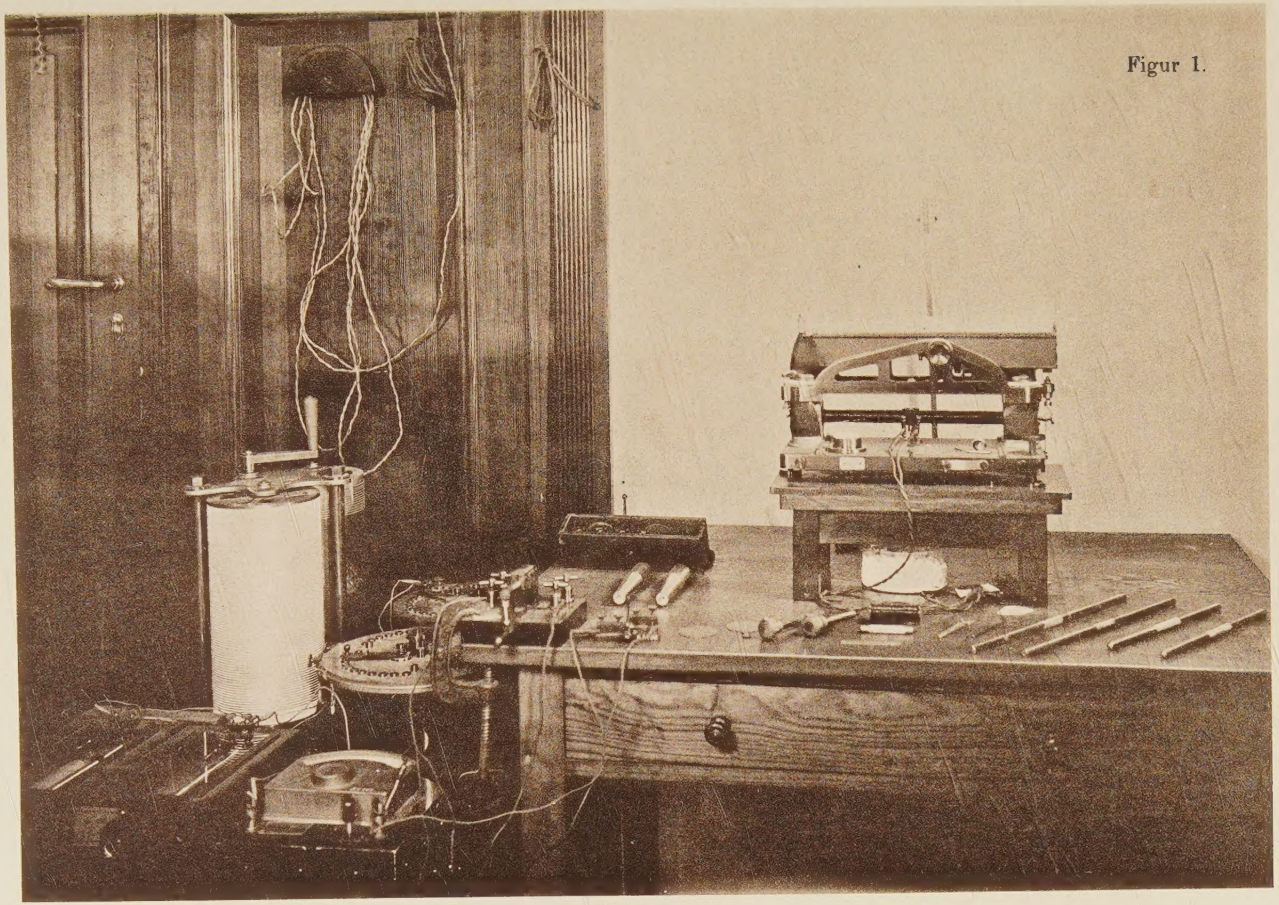
dimensioniert (ihre Windungsfläche ist = — 12600 qcm und der Durchmesser der Spule ca. 6 cm), daß sie den Induktionsfluß der ersten Spule, der außerhalb des Probestabes geht und durch die die Wage durchgeschickt wird, gerade kompensiert.

Man könnte bloß mit der ersten Spule auskommen, aber dann wäre man gezwungen, bei jeder Aufnahme einer Hysteresiskurve vom gemessenen Werte von $\mathfrak{B}$ den entsprechenden Wert des Induktionsflusses abzuziehen, der außerhalb des Probestabes in das Joch der Wage eindringt.

Die in der Abhandlung von du Bois (siehe §§ 15 und 16 der Abhandlung) gegebene Berechnung des von den beiden Spulen durch die Wage durchgeschickten Induktionsflusses wäre einwandfrei gewesen, wenn die beiden Spulen an 2 senkrecht zu den Spulen stehenden ebenen und unendlich ausgedehnten Wänden grenzen, die aus einem Material von unendlich großer Permeabilität angefertigt wären.

Im Falle der magnetischen Wage sind diese Bedingungen nicht einmal annähernd realisiert. Das Material der Wage hat eine Permeabilität, die nicht unendlich ist, und die ebenen Wände sind nicht unendlich ausgedehnt (die Sockel haben annähernd den Querschnitt der äußeren [zweiten] Magnetisierungsspule). Außerdem grenzt die Spule nicht unmittelbar an die Sockel, und dieser Umstand allein würde genügen, um eine gewisse Streuung der Magnetisierungsspule hervorzurufen. Es ist auch zu erwarten, daß die entmagnetisierende bezw. magnetisierende Wirkung der Grenzen je zweier Magnetica, aus denen der magnetische Kreis der Wage zusammengesetzt gedacht werden kann, einen nicht unwesentlichen Einfluß auf die Größe der Streuung der Magnetisierungsspule der Wage ausüben könnte.

Für den weiteren Verlauf unserer Betrachtungen wird es genügen anzunehmen, daß die magnetische Wage von du Bois im Grunde genommen nichts anderes als ein magnetischer Kreis ist, der mit zwei Luftschlitzen, einigen Übergängen von einem Magneticum zum anderen und einer Magnetisierungsspule versehen ist, die ihrerseits die magnetischen Induktionslinien teilweise durch die Wage schickt, teilweise sie aber zerstreut, wobei wir von vornherein keinen Grund haben, die Streuung der Wage zu vernachlässigen, oder sie außer Betracht zu lassen, da wir vorläufig nicht wissen, wie groß sie ist und ob sie für verschiedene Stromstärken ihren prozentualen Wert beibehält.



Figur 1.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546509_0048

Die Streuung der Wage.

Die systematischen Abweichungen der mit Hilfe der Wage aufgenommenen Hysteresisschleifen von den magnetometrisch aufgenommenen Kurven haben mich veranlaßt, die Streuung der stromdurchflossenen Magnetisierungsspule näher zu untersuchen.

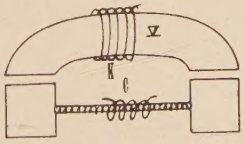
Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, anstatt die Streuung der doppelten Magnetisierungsspule zu untersuchen, die Streuung einer einfacher konstruierten Magnetisierungsspule ins Auge zu fassen.

Es wurde mir von Herrn Prof. du Bois eine Emailledrahtspule zur Verfügung gestellt, die aus 5 Windungsschichten bestand (im ganzen 1000 Windungen), die auf ein Messingrohr vom Durchmesser 1,001 cm gewickelt waren, und von denen die äußerste Wickelung den Durchmesser 1,9695 cm hatte. Die innere lichte Länge dieser Spule betrug 24,85 cm ($8\,\pi$). (Näheres über die Dimensionen der Spule siehe Seite 22.)

Für diese Magnetisierungsspule wurde die Streuung der Wage bestimmt, und zwar mit Hilfe eines ballistischen Galvanometers nach der ballistischen Methode.

Eine Untersuchung der Streuung der in der Originalabhandlung von du Bois beschriebenen doppelten Magnetisierungsspule hat sich aus vielen Gründen als unzweckmäßig erwiesen. Diese Gründe sind aus dem weiteren Verlauf unserer Betrachtungen leicht zu ersehen, deshalb wollen wir an dieser Stelle darauf nicht näher eingehen.

Es wurden in der Mitte des Joches und in der Mitte der Magnetisierungsspule je eine Spule (die Spulen K und C) gewickelt, die aus je 10 Windungen bestanden.



Figur 2.

Bei plötzlicher Kommutierung des Magnetfeldes, das durch die Magnetisierungsspule erzeugt wurde (Kommutierung des Magnetisierungsstromes) ergaben sich folgende ballistische Ausschläge des Galvanometers, die man am besten aus der Tabelle 1 ersehen kann.

Tabelle 1.

Probestab	Magnetisierungsspule	Die Feldstärke innerhalb der Magnetisierungsspule wurde von $+\mathfrak{H}$ Gauß bis $-\mathfrak{H}$ Gauß kommutiert	Mittelwerte aus je 3 Messungen		Prozentuale Streuung in %
			α_k (Joch)	α_c (Stab)	
P.T.R. II, 198 8 π cm lang C. K. = ca. 1	8 π cm lang lang	$\pm$ 50 Gauß	111	120,4	8,6
„	„	$\pm$ 150 Gauß	126,1	136	7,3
„	„	$\pm$ 250 Gauß	135,6	146,1	7,2
P.T.R. II, 200 8 π cm lang C.K. = ca. 27	lang	$\pm$ 50 Gauß	72	79,7	9,7
„	„	$\pm$ 150 Gauß	106,6	115,4	7,6
„	„	$\pm$ 250 Gauß	118	126,6	6,8
E. N. M. 8 π cm lang C. K. = 69	lang	$\pm$ 50 Gauß	12,3	14,63	15,9
„	„	$\pm$ 150 Gauß	71,15	80,45	11,6
„	„	$\pm$ 250 Gauß	84,45	94,45	10,6
Co. 34 8 π cm lang C. K. = ca. 2	lang	$\pm$ 150 Gauß	153,5	165,4	7,2
P.T.R. II, 198 2 π cm lang	kurz 2 π cm lang	$\pm$ 50 Gauß	101,9	116,9	12,8
„	„	$\pm$ 150 Gauß	118,7	135	12,1
„	„	$\pm$ 250 Gauß	128,3	145,5	11,8
ohne Probestab	lang	$\pm$ 340 Gauß	7,0	8,35	16,2

Wenn die Streuung der für die Anwendung der Solenoidformel sehr günstig dimensionierten Emailledrahtspule etwa (wie es aus der Tabelle 1 ersichtlich ist) 7 % des gesamten Induktionsflusses betrug, so haben wir alle Gründe, zu erwarten, daß die Streuung der beiden Spulen (besonders der äußeren), die die doppelte ursprünglich von du Bois hergestellte Magnetisierungsspule zusammensetzen, wegen ihres relativ zur Länge großen Durchmessers ceteris paribus noch größer ausfallen müßte, als die der Emaillespule. Die Streuung der äußeren (zweiten) Spule der Magnetisierungsspule muß wegen ihrer großen Dicke bedeutend größer als 7 % sein. Wir wollen auf diese Frage hier nicht näher eingehen umsomehr, da wir mit der doppelten Magnetisierungsspule im weiteren Verlaufe unserer Arbeit nicht gearbeitet haben. Schon 7 % des gesamten durch die Wage hindurchgeschickten Induktionsflusses bilden einen für das Joch der Wage nicht zu vernachlässigenden Induktionsflußverlust.

Magnetische Belegungen an den Grenzflächen der Schlitze für den Fall, daß das Magnetfeld der Erde kompensiert ist.

Figur 3.

Wir wollen jetzt die Wirkung dieser Streuung auf die mit Hilfe der magnetischen Wage aufgenommenen Hysteresiskurven untersuchen, um uns die Einzelheiten dieser Wirkung klar zu machen.

Wir wollen zuerst diejenige Wirkung der Streuung der Wage ins Auge fassen, die nur vom absoluten Werte der Streuung (von der absoluten Zahl der außerhalb der Wage durchgehenden magnetischen Induktionslinien) abhängig zu sein scheint.

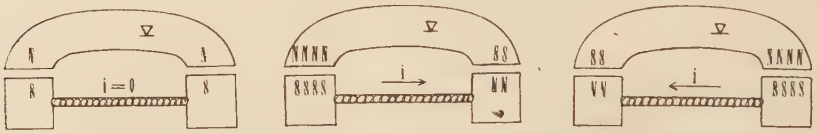
In der Originalabhandlung über die magnetische Wage von du Bois ist es angegeben, wie man die Wirkung der vertikalen Komponente des magnetischen Erdfeldes auf die Wage aufheben soll.

Die vertikale Komponente des Erdfeldes ruft im Joch und in den Sockeln eine Magnetisierung hervor, die in den oben gelegenen Grenzschichten der Schlitze magnetische Nordpole und in den unten gelegenen Grenzschichten der Schlitze magnetische Südpole induziert (siehe Fig. 4). Diese magnetischen Belegungen wirken aufeinander

und die Wage kommt aus ihrem Gleichgewichte heraus, da dem längeren Arm der Wage auch ein größeres Drehmoment entspricht.

Wäre kein äußeres Magnetfeld vorhanden, dann würde beim Schließen des Magnetisierungsstromes in der Spule eine Magnetisierung in den Eisenteilen der Wage hervorgerufen. Es würden an den Grenzschichten der Schlitze magnetische Belegungen induziert, die je nach der Richtung des Magnetisierungsstromes ihr Vorzeichen wechseln würden, ohne aber dabei ihre absolute Größe zu ändern (siehe Fig. 3).

Die gegenseitige Anziehung dieser Belegungen ist in beiden Fällen (für $+i$ und $-i$) dieselbe, da es bei der ponderomotorischen Wirkung der beiden Belegungen nicht darauf ankommt, ob die Nordpolbelegung, die an einer bestimmten Schlitzebene induziert wird, einmal oben und das andere Mal unten sich befindet.



Magnetische Belegungen an den Grenzflächen der Schlitze für den Fall, daß das Magnetfeld der Erde nicht kompensiert ist.

Figur 4.

Wäre aber das Magnetfeld der Erde nicht kompensiert (siehe Fig. 4), dann würde durch Überlagerung der beiden durch den Strom und durch das Erdfeld zusammen induzierten magnetischen Massen das Drehmoment, das auf das Joch der Wage ausgeübt wird, einmal (für i ↗) durch das Erdfeld vergrößert, das andere Mal (für i ↙) verkleinert.

Dieselben Betrachtungen gelten auch für den Fall, daß das magnetische Feld der Erde (in unserem Falle kommt es hauptsächlich auf die Vertikalkomponente des Erdfeldes an) nur teilweise kompensiert ist.

In der Originalabhandlung von du Bois wird empfohlen, die Wirkung der Vertikalkomponente des Erdfeldes mit Hilfe eines oder zweier verschiebbaren Kompensationsmagneten aufzuheben. Diese Kompensationsmagnete sind von einer Länge von etwa 17 cm und von einem Durchmesser von etwa 0,5 cm, die mit dem Südpol nach oben einzustellen sind.

In der Wage (Nr. 062808), mit der ich gearbeitet habe, konnte der Abstand dieser Kompensationsmagnete von der Wage zwischen 4 cm und 10 cm variiert werden.

Da das magnetische Erdfeld in den für uns in Betracht kommenden Fällen als zeitlich konstant angenommen sein kann, so kann die Wirkung der Vertikalkomponente des Erdfeldes auf die Dauer nur durch einen praktisch permanenten Magneten aufgehoben werden.

Da aber die der Wage beigegebenen Kompensationsmagnete aus einem Material gemacht sind, das eine große Permeabilität besitzt, und da andererseits die 7 % der Streuung der Wage genügend groß sind, um auf einem Abstande von 4 bis 10 cm von der Wage eine wesentliche Änderung des magnetischen Moments des „permanent“ gedachten Kompensationsmagneten hervorzurufen, so haben wir alle Gründe, anzunehmen, daß, falls wir bei einer gewissen durch die Magnetisierungsspule durchgeschickten Stromstärke (z. B. bei 1,5 Amp.) die Wirkung der Vertikalkomponente des Erdfeldes kompensiert haben, dann bei jeder anderen Stromstärke in der Magnetisierungsspule der absolute Wert der Streuung und somit auch das magnetische Moment des Kompensationsmagneten sich ändern und das Magnetfeld der Erde dementsprechend nur teilweise kompensiert würde.

Wir haben gesehen, daß für ein nicht kompensiertes Erdfeld das Drehmoment, das auf das Joch der Wage ausgeübt wird, beim Umkehren des Magnetisierungsstromes verschieden groß ausfällt je nach der Richtung des Stromes. Wir haben auch gesehen, daß im Falle einer vollständigen Kompensation des Erdfeldes die Drehmomente auf das Joch bei der Umkehrung des Magnetisierungsstromes sich nicht ändern. Da andererseits jedem Drehmoment, das auf das Joch ausgeübt wird, ein bestimmter Wert der Induktion entspricht, so haben wir im Vergleich der beiden vor und nach der Kommutierung des Magnetisierungsstromes abgelesenen Induktionswerte ein gutes Kriterium, um bei einer bestimmten Stärke des Magnetisierungsstromes die Wirkung des Erdfeldes als aufgehoben annehmen zu dürfen.

Eine Methode, das Erdfeld zu kompensieren, die auf die Anwendung dieses Kriteriums hinauskommt, ist von du Bois in seiner Originalabhandlung angegeben.

Wenn wir z. B. beim Magnetisierungsstrom von 1,5 Amp. den Kompensationsmagneten so einstellen, daß die am Wagebalken abgelesenen $\mathfrak{B}$-Werte beim Kommutieren des Stromes einander gleich

bleiben, dann dürfen wir behaupten, daß das magnetische Moment, das der Kompensationsmagnet unter der Wirkung der bei 1,5 Amp. vorhandenen Streuung der Magnetisierungsspule einerseits und des „permanenten“ Magnetismus des Magneten andererseits annimmt, gerade genügt, um auf der betreffenden Distanz die Wirkung der vertikalen Komponente des äußeren Magnetfeldes aufzuheben.

Bei kleineren (als 1,5 Amp.) Magnetisierungsströmen wird die Streuung der Magnetisierungsspule der absoluten Größe nach geringer und es wird dementsprechend das magnetische Moment des als „permanent“ gedachten Kompensationsmagneten nicht so stark beeinflußt wie bei 1,5 Amp. und noch größeren Magnetisierungsströmen, und wir haben demnach alle Gründe, anzunehmen, daß bei kleineren Magnetisierungsströmen das Erdfeld durch den „permanent“ gedachten Kompensationsmagneten nicht mehr kompensiert wird. Denselben Schluß können wir auch für den Fall ziehen, wenn die Magnetisierungsstromstärke größer als 1,5 Amp. wird.

Von der Richtigkeit der eben dargestellten Überlegungen konnte man sich leicht an der Hand von mehreren Tabellen überzeugen, die mit der doppelten Magnetisierungsspule und an der Hand von kleinen Kompensationsmagneten aufgenommen sind (siehe Tabelle 2).

Um die schädliche Wirkung der Streuung der Wage auf das magnetische Moment des bloß dem Namen nach permanenten Kompensationsmagneten auszuschalten, wurde der nur scheinbar permanente Kompensationsmagnet durch einen anderen ersetzt, der praktisch als permanent angenommen sein konnte. Dazu brauchten wir nur einen längeren Magneten zu wählen (von etwa 50 cm Länge und 81 qmm Querschnitt) und ihn in einer Entfernung von der Wage aufzustellen, wo die Wirkung der Streuung der Wage auf den Magneten sein Moment nicht wesentlich beeinflußt und das Erdfeld doch kompensiert wird.

Es hat sich gezeigt, daß bei einer solchen Kompensierung der Vertikalkomponente des Erdfeldes die Differenz im Verlaufe der $+\mathfrak{B}, \mathfrak{H}$- und $-\mathfrak{B}, \mathfrak{H}$-Kurven für Werte von $\mathfrak{H}$, die sich um 150 Gauß gruppieren, keine ausgesprochene Tendenz zeigen, die auf eine Wirkung des nicht genügend kompensierten Erdfeldes hindeuten würde. Am besten können wir uns davon überzeugen an der Hand der Hysteresisschleifen der vier holländischen Stahlstäbe, die am 6., 7., 8. und 10. Septbr. 1917 aufgenommen wurden (siehe Tabellen 2, 3, 4 und 5).

Die störende Wirkung der Streuung der Wage auf den Kompensationsmagneten wurde auf diese Weise wesentlich vermindert.

Tabelle 2.

6. September 1917. Kurve aufgenommen nach 5 Schleifen.

M. P. W. Nr. 062808.

Elektrostahlguß W. S. A. (12. Juli 1917.)

Emailledrahtspule (5 Lagen). Widerstand ca. 1 Ohm.

Abl. Amp.	$\mathfrak{H}$	$+\mathfrak{B}$ ↑	$+\mathfrak{B}$ ↓	$-\mathfrak{B}$ ↑	$-\mathfrak{B}$ ↓	$+\mathfrak{B}$	$+\mathfrak{B}$ mittel		$\mathfrak{B}$ korrig. = $\mathfrak{B}$ mittel $-2{,}5\,\mathfrak{H}$		$\mathfrak{H}$-Werte gesch. gemäß der Scherungskurve für P. T. R. II, 198 (siehe Tabelle 9)	
			2,47		2,55			2,51		2,51		2,25
10,1	0,5	—	5430	—	5680	—	—	5555	—	5555	—	− 1,2
0	0	—	6380	—	6630	—	—	6505	—	6505	—	− 0,9
40	2	− 1880	9000	− 1420	9230	− 1740	− 1615	9115	− 1620	9110	+ 1,8	+ 0,4
60	3	1460	9980	+ 1480	10230	+ 1340	+ 1440	10105	+ 1430	10095	2,3	+ 1,2
80	4	3640	10820	3460	11030	+ 3700	3565	10925	3555	10915	2,85	1,8
100	5	5280	11500	4980	11680		5130	11590	5115	11575	3,5	2,7
140	7	7600	12480	7220	12630		7410	12555	7390	12535	5	4,5
20,1	10	9820	13460	9430	13590		9625	13525	9600	13500	7,35	6,9
30	15	11910	14350	11670	14470		11790	14410	11750	14370	11,5	11,3
50,1	25	13920	15330	13790	15440		13855	15385	13790	15320	19,65	20,9
70	35	14880	15900	14350	16040		? 14865	15970	? 14775	15880	28,2	31,6
100	50	15770	16520	15840	16680		15805	16600	15680	16475	41,5	48,65
150	75	16750	17240	16870	17430		16810	17335	16620	17145	65	74,9
20,1	100	17430	17820	17580	18010		17505	17915	17255	17665	89,4	99,4
25	125	17980	18310	18130	18430		18055	18370	17740	18055	114,25	123,3
30	150	18470	18730	18630	18860		18550	18795	18175	18420	139,2	146
40	200	19270	19430	19450	19570		19360	19500	18860	19000	189,8	192
50,1	250	19970	19970	20140	20140		20055	20055	19430	19430	240	240,4

Nach der Scherung hat es sich erwiesen, daß

die Koerzitivkraft = 2,25

die Remanenz = 8300 ist.

Es blieben aber noch andere Übelstände der Streuung der Magnetisierungsspule übrig, die noch beseitigt werden mußten.

Es hat sich gezeigt, daß bei der Verwendung der zur Wage gehörigen doppelten Magnetisierungsspule der Verlauf der mit der Wage aufgenommenen Hysteresisschleifen immer in demselben Sinne von dem der Hysteresisschleifen abwich, die für dasselbe Material in der P. T. R. magnetometrisch aufgenommen waren.

Tabelle 3.

7. September 1917. Kurve aufgenommen nach 5 Schleifen.

M. P. W. Nr. 062808.

Dynamostahlguß N. S. U. (23. Mai 1917.)

Emailledrahtspule (5 Lagen). Widerstand ca. 1 Ohm.

Abl. Amp.	$\mathfrak{H}$	$+\mathfrak{B}$ ↑	$+\mathfrak{B}$ ↓	$-\mathfrak{B}$ ↑	$-\mathfrak{B}$ ↓	$+\mathfrak{B}$	$\mathfrak{B}$ mittel		$\mathfrak{B}$ korrig. = $\mathfrak{B}$ mittel $-2{,}5\,\mathfrak{H}$		$\mathfrak{H}$-Werte geschert gemäß der Scherungskurve für P. T. R. II, 198 (siehe Tabelle 9)	
			2,2		2,14			2,17		2,17		1,91
10,1	0,5	—	7170	—	6870	—	—	7020	—	7020	—	− 1,6
0	0	—	8420	—	8200	—	—	8310	—	8310	—	− 1,35
40	2	− 0	11490	− 980	11390	− 0	− 490	11440	− 495	11435	+ 1,65	− 0,3
60	3	4120	12420	+ 3700	12350	+ 3860	+ 3845	12385	3835	12375	+ 1,8	+ 0,5
80	4	6850	13130	6200	13050	+ 6590	6460	13090	6450	13080	+ 2,2	+ 1,3
100	5	8570	13630	8160	13570		8365	13600	8350	13585	2,7	2,0
140	7	10640	14300	10660	14250		10650	14275	10630	14255	4	3,35
20,1	10	12300	14850	12510	14840		12405	14845	12380	14820	6,1	5,9
30	15	13780	15390	14080	15400		13930	15395	13890	15355	9,5	10,9
50,1	25	15170	16020	15460	16070		15315	16045	15250	15980	17,35	21,8
70	35	15870	16480	16130	16520		16000	16500	15910	16410	26,1	33,5
100	50	16550	17010	16780	17025		16665	17020	16540	16895	40	49,7
150	75	17320	17680	17520	17690		17420	17685	17230	17495	64,4	74,5
20,1	100	17890	18200	18080	18215		17985	18210	17735	17960	89,3	99,6
25	125	18370	18650	18570	18670		18470	18660	18155	18345	114,2	121,5
30	150	18900	19065	19020	19100		18960	19085	18585	18710	139,5	143,9
40	200	19680	19780	19760	19810		19720	19795	19220	19295	190	190,8
50,1	250	20350	20370	20420	20435		20385	20405	19760	19780	240	240
56,0	280	Ω		Ω			Ω		Ω			

Das Symbol Ω bedeutet, daß beim entsprechenden $\mathfrak{H}$-Werte keine Ablesung an der Wage vorgenommen wurde und daß von diesem $\mathfrak{H}$-Werte an die Feldstärke $\mathfrak{H}$, nach vorhergehendem Anwachsen, kleiner gemacht wird.

Nach der Scherung hat es sich erwiesen, daß für diesen Probestab:

die Koerzitivkraft = 1,91

die Remanenz = 11800 ist.

Es hat sich gezeigt, daß wenn wir die rechts an der Wage angebrachte Regulierschraube (durch diese Schraube kann man die relative Schlitzbreite verändern) so einstellten, daß für $\mathfrak{H} = 150$ Gauß die Induktion $\mathfrak{B}$, die man mit Hilfe der Wage aufnimmt, genau

Tabelle 4.

8. September 1917. Kurve aufgenommen nach 5 Schleifen.

M. P. W. Nr. 062808.

Dynamostahlguß E. I. S. (3. Mai 1917.)

Emailledrahtspule (5 Lagen). Widerstand ca. 1 Ohm.

Abl. Amp.	$\mathfrak{H}$	$+\mathfrak{B}$ ↑	$+\mathfrak{B}$ ↓	$-\mathfrak{B}$ ↑	$-\mathfrak{B}$ ↓	$+\mathfrak{B}$	$\mathfrak{B}$ mittel		$\mathfrak{B}$ korrig. = $\mathfrak{B}$ mittel $-2{,}5\,\mathfrak{H}$		$\mathfrak{H}$-Werte geschert gemäß der Scherungskurve für P. T. R. II, 198 (siehe Tabelle 9)	
			2,45		2,37			2,41		2,41		2,15
10,1	0,5	—	6030	—	6250	—	—	6140	—	6140	—	- 1,3
0	0	—	7280	—	7440	—	—	7360	—	7360	—	1,2
40	2	— 1460	10070	— 1400	10420	—	— 1430	10245	— 1435	10240	1,8	+ 0,15
60	3	+ 2000	10990	+ 1520	11320	+ 1720	+ 1690	11155	+ 1680	11145	2,3	+ 0,8
80	4	4320	11770	3640	12060	+ 3880	+ 3870	11915	3860	11905	2,8	+ 1,65
100	5	5960	12330	5150	12600	5410	+ 5420	12465	5405	12450	3,4	2,5
140	7	8150	13120	7290	13320	7550	7570	13220	7550	13200	4,9	4,25
20,1	10	10270	13800	9390	13980		9830	13890	9805	13865	7,3	6,65
30	15	12290	14510	11520	14670		11905	14590	11865	14550	11,35	11,0
50,1	25	14140	15340	13610	15470		13875	15405	13810	15340	19,6	20,9
70	35	15030	15930	14680	15980		14855	15955	14765	15865	28,2	31,65
100	50	15900	16520	15640	16560		15770	16540	15645	16415	41,5	48,5
150	75	16790	17220	16650	17230		16720	17225	16530	17035	65	74,9
20,1	100	17440	17735	17330	17760		17385	17750	17135	17500	89,5	99,5
25	125	17950	18180	17880	18210		17915	18195	17600	17880	114,3	123,8
30	150	18420	18590	18360	18620		18390	18605	18015	18230	139	147,3
40	200	19210	19280	19160	19300		19185	19290	18685	18790	189,7	193,2
50,1	250	19865	19890	19810	19880		19840	19885	19215	19260	240	240,9
Ω 56	Ω	Ω		Ω								

Beim plötzlichen Sprung der Magnetisierungsfeldstärke $\mathfrak{H}$ von 0 auf $+150$ Gauß war $\mathfrak{B} = 18690$. Im Mittel 18690.

Nach der Scherung ist die Koerzitivkraft = 2,15

die Remanenz = 10000.

den Wert hat, den die magnetometrischen Messungen der P. T. R. ergeben haben, daß dann die $\mathfrak{B}$-Werte für $\mathfrak{H}$-Werte, die kleiner als 150 Gauß sind und unweit von 150 Gauß liegen, beträchtlich höher als die magnetometrischen, und daß für höhere

Tabelle 5.

10. September 1917. Kurve aufgenommen nach 5 Schleifen.

Glasharter Magnetstahl E. N. M. (25. Juni 1917.)

Emailledrahtspule (5 Lagen). Widerstand ca. 1 Ohm.

Abl. Amp.	$\mathfrak{H}$	$+\mathfrak{B}$ ↑	$+\mathfrak{B}$ ↓	$-\mathfrak{B}$ ↑	$-\mathfrak{B}$ ↓	$\mathfrak{B}$ mittel		$\mathfrak{B}$ korrig. = $\mathfrak{B}$ mittel $-2{,}5\,\mathfrak{H}$		$\mathfrak{H}$-Werte geschert gemäß der Scherungskurve für P. T. R. II, 198 (siehe Tabelle 9)	
			70,0		68,0		69,0		69		69,7
40	20	—	4040	—	4320	—	4180	—	4230		— 20,6
30	15	—	4220	—	4480	—	4350	—	4390		— 15,6
20	10	—	4420	—	4660	—	4540	—	4565		— 10,6
0	0	—	4740	—	4980	—	4860	—	4860		— 0,5
30	15	—	5160	—	5400	—	5280	—	5240		+ 14,5
70	35	— 3580	5610	— 3400	5900	3490	5755	— 3580	5665	34,65	34,6
80	40	— 3300	5840	— 3120	6050	— 3210	5945	— 3310	5845	39,9	39,6
100	50	— 2640	6080	— 2440	6300	— 2540	6190	2665	6065	49,8	49,6
150	75	+ 400	6570	+ 1360	6790	+ 880	6680	+ 690	6490	75,6	74,75
20,1	100	+ 4100	7000	+ 4540	7210	4270	7105	4020	6855	100	99,8
25	125	5610	7370	5870	7560	5740	7465	5425	7150	124,7	124,9
30	150	6590	7730	6820	7910	6705	7820	6330	7445	149,35	149,9
40	200	7810	8330	8040	8530	7925	8430	7425	7930	199,2	199,9
50,1	250	8730	8870	8920	9070	8825	8970	8200	8345	249	249,85
Ω 56	Ω	Ω		Ω		Ω		Ω			

Beim Sprung der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$ in der Magnetisierungsspule von 0 bis + 150 Gauß ergaben sich folgende $\mathfrak{B}$-Werte: 6855 Gauß und 7055 Gauß. Im Mittel demnach 6955 Gauß.

Nach der Scherung hat es sich erwiesen, daß

die Koerzitivkraft = 68,74

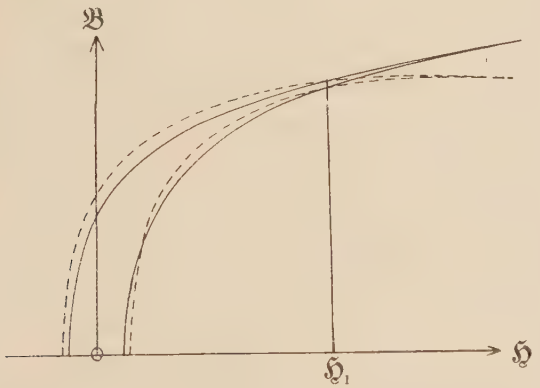
die Remanenz = 4980 ist.

Werte von $\mathfrak{H}$ ($\mathfrak{H} > 150$ Gauß) die $\mathfrak{B}$-Werte viel zu niedrig ausfallen (siehe Figur 5).

Aus der Theorie der magnetischen Wage (siehe du Bois, § 17), die du Bois auf Grund der Hopkinsonschen Theorie der magnetischen Kreise aufgebaut hat, folgt aber (da nach du Bois der „magnetische Widerstand“ der Wage selber > 0 sein muß), daß die mit Hilfe der Wage aufgenommenen Werte der Induktion $\mathfrak{B}$ stets kleiner sein müssen

als die denselben Werten von $\mathfrak{H}$ entsprechenden magnetometrisch aufgenommenen $\mathfrak{B}$-Werte.

Deshalb mußte man die Regulierschraube R so einstellen, daß die mit der Wage aufgenommene $\mathfrak{BH}$-Kurve in allen ihren Teilen unterhalb der magnetometrisch aufgenommenen $\mathfrak{BH}$-Kurve verläuft. Dann aber entstand bei höheren Werten von $\mathfrak{H}$ eine sehr bedeutende Abweichung zwischen den $\mathfrak{B}_{\text{Wage}}$-Werten und den $\mathfrak{B}_{\text{Magnetometer}}$-Werten, die sich bei der Aufzeichnung der Scherungskurve sehr unangenehm bemerkbar machte.



– – die magnetometrisch aufgenommene $\mathfrak{BH}$-Kurve.

——— die mit Hilfe der Wage aufgenommene $\mathfrak{BH}$-Kurve.

Figur 5.

Verschiedene Versuche, die den Grund dieses Herabdrückens der $\mathfrak{B}_{\text{Wage}}$-Werte bei höheren Werten von $\mathfrak{H}$ aufklären sollten, haben dazu geführt, die Streuung der doppelten Magnetisierungsspule dafür verantwortlich zu machen.

Bekanntlich ist die durch ein stromdurchflossenes eisenfreies Solenoid erzeugte magnetische Feldstärke in jedem Punkte des Feldes proportional der durch das Solenoid durchgeschickten Stromstärke und außerdem hängt sie nur noch von den geometrischen Dimensionen des Solenoids ab.

Genau dasselbe wäre auch dann der Fall, wenn wir irgendwo im Magnetfelde des Solenoids (z. B. entlang der Achse des Solenoids) einen ferromagnetischen Körper von konstanter Permeabilität gesetzt hätten. Die relative Verteilung der magnetischen Kraftlinien wäre

unabhängig von der Stromstärke, die durch das Solenoid durchgeschickt wird.

Wenn wir diese Betrachtungen auf die Magnetisierungsspule unserer Wage anwenden würden unter der Voraussetzung (die aber keinesfalls erfüllt ist), daß die Permeabilität aller Teile des magnetischen Kreises der Wage unabhängig von dem durch den Strom erzeugten Induktionsfluß ist, dann könnten wir behaupten, daß die prozentuale Streuung der Magnetisierungsspule unabhängig sein müßte von der Intensität des durch die Spule durchgeschickten Stromes. Wenn die Eisenbestandteile der Wage eine von der Größe des Induktionsflusses unabhängige Permeabilität besessen hätte, dann wäre die prozentuale Streuung der Magnetisierungsspule eine konstante Größe, die man schon bei der Konstruktion der Wage oder auch nachträglich durch eine entsprechende Einstellung der Regulierschraube R (Verkleinerung der Breite eines Schlitzes und entsprechende Vergrößerung der Breite des anderen Schlitzes) berücksichtigen könnte.

Bei der magnetischen Wage ist es keinesfalls, sogar auch nicht annähernd berechtigt, die Permeabilität der verschiedenen Teile des magnetischen Kreises der Wage bei den in Betracht kommenden Induktionsflüssen als konstante Größe zu betrachten. Das ist nicht nur für den zu untersuchenden Stab der Fall, wo der Induktionsfluß pro 1 qcm des Querschnittes von 0 bis zu etwa 20000 Gauß variiert, sondern auch für den übrigen breiteren (vom Querschnitt ca. 20 qcm) Teil des magnetischen Kreises der magnetischen Wage. Der Induktionsfluß durch ein qcm des Querschnittes dieses Teiles der Wage variiert demnach zwischen 0 und etwa 500 Gauß (der gesamte Induktionsfluß durch die Wage ist bloß etwa die Hälfte des an der Wage abgelesenen Wertes von $\mathfrak{B}$, da der Querschnitt der Probe nur 0,5 qcm ausmacht).

Es ist aber bekannt, daß in diesem Bereiche für einen ausgeglühten Ring aus Schmiedeeisen (siehe Rowland, Phil. Mag. 46, p. 151. 1873) für $\mathfrak{B} = 71$, $\mu = 390$ und für $\mathfrak{B} = 600$, $\mu = 869$ ist. Neuere Angaben für verschiedene Eisen und Stahlsorten siehe Gumlich, Elektrot.-Zeitschrift 1909, p. 1098 u. 1099.

Daraus können wir schließen, daß die Permeabilität des Joches und der Sockel der Wage, wenn wir sie als einen Ring aus ausgeglühtem Schmiedeeisen auffassen, je nach der Größe des durch die Wage geschickten Induktionsflusses zwischen dem Werte der Anfangspermeabilität, die in der Gegend von $\mu = 400$ liegt, und dem Werte

$\mu = 800$ schwankt. Um sich ein Bild davon zu machen, welchen Einfluß diese Änderung der Permeabilität auf die prozentuale Streuung der doppelten Magnetisierungsspule ausübt, wollen wir einen vereinfachten Fall ins Auge fassen und ihn nur qualitativ besprechen.

Stellen wir uns vor, wir hätten ein System vor uns, das aus der äußeren (zweiten) stromdurchflossenen Spule der ursprünglich von du Bois verwendeten doppelten Magnetisierungsspule, den Sockeln und dem Joch der Wage bestünde (siehe Fig. 6).

Bei kleinen Stromstärken, die durch die Spule durchgeschickt werden, ist die Permeabilität μ der Wage klein, bei größer werdenden Stromstärken wächst die Permeabilität der Wage von etwa 400 bis etwa 800.

Dadurch wird der Verlauf der magnetischen Kraftlinien, die durch den Strom erzeugt werden, geändert, indem bei größeren

Figur 6.

Werten der Permeabilität der Wage die magnetischen Kraftlinien stärker in das Eisen der Sockel und des Joches eingesogen werden.

Je größer der Querschnitt der Spule im Vergleich zu seiner Länge ist, desto stärker ist bekanntlich die Streuung der Spule und desto stärker wird auch der Einfluß der Permeabilitätsänderung der Sockel und des Joches der Wage auf den Verlauf der magnetischen Kraftlinien und demnach auch auf die prozentuale Streuung der Magnetisierungsspule sein.

Wenn in der Mitte der Magnetisierungsspule ein zylindrischer Eisenstab vorhanden ist — dieser Fall interessiert uns gerade in bezug auf die magnetische Wage — dann ändert sich der Verlauf der magnetischen Kraftlinien im einzelnen; im allgemeinen aber bleibt der Einfluß der Änderung der Permeabilität der Sockel und des Joches der Wage derselbe: je größer die Permeabilität der Wage wird, desto kleiner wird die prozentuale Streuung der Magnetisierungsspule.

Es ist auch selbstverständlich, daß die Verminderung der prozentualen Streuung der Magnetisierungsspule, die mit einer Vergrößerung der Permeabilität der Wage verbunden ist, bei

einem ceteris paribus größeren Querschnitt der Spule größer ist, als bei einer dünnen Spule (bei einer unendlich langen Spule ist die der Permeabilitätsvergrößerung entsprechende Verminderung der prozentualen Streuung der Wage = 0).

Die Magnetisierungsspule der magnetischen Wage, die in der Originalabhandlung von du Bois beschrieben ist, besteht bekanntlich aus 2 Spulen (der inneren Spule 1 und der äußeren Spule 2), von denen die zweite bei derselben Länge einen größeren Querschnitt hat und nur deswegen angebracht ist, um den Induktionsfluß, der durch die erste Spule außerhalb des Probestabes durchgeschickt wird und der in seinem weiteren Verlauf durch das Joch der Wage geht, zu kompensieren.

Die prozentuale Streuung der beiden Spulen ist wegen ihrer verschiedenen Dimensionen verschieden: die prozentuale Streuung der inneren Spule ist klein, die der äußeren dagegen relativ groß.

Wenn wir für $\mathfrak{H} = 150$ Gauß die Regulierschraube der Wage so einstellen, daß der an der Skala der Wage abgelesene $\mathfrak{B}$-Wert der Probe gleich dem magnetometrisch gefundenen ist, dann müssen wir erwarten, daß bei höheren Werten von $\mathfrak{H}$ die an der Wage abgelesenen Werte der Induktion $\mathfrak{B}$ (wir wollen sie mit $\mathfrak{B}_{\text{Wage}}$ bezeichnen) kleiner ausfallen werden als die entsprechenden Werte von $\mathfrak{B}$, die magnetometrisch gefunden sind.

Diese Abweichung ist aus folgenden Gründen zu erwarten:

Die äußere Spule erzeugt ein Feld, das entgegengesetzt gerichtet ist gegenüber dem Felde, das durch die innere Spule erzeugt wird. Bei größeren Werten des Magnetisierungsstromes wird die Permeabilität der Wage größer und die prozentuale Streuung der beiden Spulen kleiner. Die innere Spule hat bei derselben Länge einen kleineren Querschnitt und streut deswegen prozentual weniger als die äußere Spule. Da die prozentuale Streuung der äußeren Spule mit größer werdender Permeabilität der Wage prozentual stärker abnimmt als die der inneren Spule, so wird bei immer größer werdenden Werten von $\mathfrak{H}$ die absolute Größe der Wirkung der äußeren Spule auf den durch die Wage durchgeschickten Induktionsfluß immer größer, solange die Permeabilität der Wage wächst.

Da aber die äußere Spule in entgegengesetzter Richtung vom Magnetisierungsstrome durchflossen wird im Vergleich mit der inneren Spule, so werden bei größer werdenden Werten von $\mathfrak{H}$ ($\mathfrak{H} > 150$ Gauß) die durch die Wage durchgeschickten Induktionsflüsse kleiner

ausfallen, als sie den Stromstärken ($\mathfrak{J} = \frac{1}{100}\mathfrak{H}$) entsprechen, die durch die Magnetisierungsspule geschickt werden. Wir müssen demnach erwarten, daß, wenn wir die Regulierschraube bei einem gewissen Werte von $\mathfrak{H}$

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_1$$

so einstellen, daß

$$\mathfrak{B}_{\text{Wage}} = \mathfrak{B}_{\text{Magnetometer}}$$

wird, dann für $\mathfrak{H} < \mathfrak{H}_1$ in einem gewissen Bereiche von $\mathfrak{H}$ in der Nähe von $\mathfrak{H}_1$

$$\mathfrak{B}_{\text{Wage}} > \mathfrak{B}_{\text{Magnetometer}}$$

und für $\mathfrak{H} > \mathfrak{H}_1$ in einem gewissen Bereiche von $\mathfrak{H}$ in der Nähe von $\mathfrak{H}_1$

$$\mathfrak{B}_{\text{Wage}} < \mathfrak{B}_{\text{Magnetometer}}$$

wird.

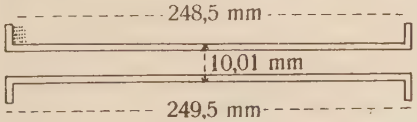
Mit anderen Worten, wir erhalten den auf der Fig. 5 skizzierten Verlauf der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve (punktierte Kurve), wenn wir die Kurve mit Hilfe der Wage aufnehmen und sie mit der magnetometrisch aufgenommenen Kurve (ausgezogene Kurve) vergleichen (siehe Fig. 5).

Diese Nachteile der kompensierten (doppelten) Magnetisierungsspule, die sich besonders bemerkbar bei der Aufstellung der Scherungskurve der Wage machten, haben mich veranlaßt, anstatt der doppelten Magnetisierungsspule eine einfache Magnetisierungsspule zu verwenden.

Herr Prof. du Bois hat mir darauf vorgeschlagen, als Magnetisierungsspule eine Emaillespule zu verwenden, die er in seinem Laboratorium nach seinen Angaben wickeln ließ. Die Messungen, die mit Hilfe der Emailledrahtspule gemacht wurden, haben gezeigt, daß die Emailledrahtspule als Magnetisierungsspule sehr praktisch ist und zu keinen unkontrollierbaren Einflüssen auf den Verlauf der Hysteresiskurve führte, die sich so unangenehm bei der doppelten Magnetisierungsspule bemerkbar machten.

Es hat sich gezeigt, daß die Nachteile, die die doppelte Magnetisierungsspule mit sich gebracht hatte, praktisch keine merkliche Rolle mehr spielten, nachdem die doppelte Magnetisierungsspule durch die singuläre (etwa von 2 cm Durchmesser und $8\,\pi$ cm Länge) Emailledrahtspule ersetzt wurde.

Die Emailledrahtspule wurde aus Rheydt-Emaille-Kupferdraht vom Durchmesser (∅) 1 mm gewickelt und hatte folgende Dimensionen:



Figur 7.

Mittlerer Durchmesser der verschiedenen Drahtschichten	Die den einzelnen Lagen entsprechenden Windungszahlen
∅ des Rohres war 10,01 mm außen	—
∅ der 1. Lage „ 12,10 „	231
∅ „ 2. „ „ 14,115 „	227
∅ „ 3. „ „ 15,905 „	224
∅ „ 4. „ „ 17,790 „	223
∅ „ 5. „ „ 19,695 „	95
	1000

Das durch den Strom i innerhalb der Spule erzeugte Magnetfeld ist dann offenbar: $$\mathfrak{H} = 0{,}4\,\pi\,\frac{1000}{8\,\pi}\,i = 50\,i.$$

Der Stromfaktor der Spule ist demnach $= 50$.

Die Summe der Windungsflächen dieser Spule ist offenbar

$$= \sum_{\text{über alle Schichten}} \frac{\pi}{4}\,(\text{Durchmesser})^2 \cdot N.$$

(N: die Zahl der Windungen in einer Schicht)

$$\begin{aligned}
\tfrac{\pi}{4}\cdot 1{,}106^2 \cdot 231 &= 282{,}7 \cdot \tfrac{\pi}{4}\\
\tfrac{\pi}{4}\cdot 1{,}31^2 \cdot 227 &= 390{,}0 \cdot \tfrac{\pi}{4}\\
\tfrac{\pi}{4}\cdot 1{,}501^2 \cdot 224 &= 504{,}8 \cdot \tfrac{\pi}{4}\\
\tfrac{\pi}{4}\cdot 1{,}685^2 \cdot 223 &= 705{,}3 \cdot \tfrac{\pi}{4}\\
\tfrac{\pi}{4}\cdot 1{,}874^2 \cdot 95 &= 338{,}0 \cdot \tfrac{\pi}{4}\\
&\overline{\qquad\qquad}\\
&2220{,}8 \cdot \tfrac{\pi}{4}
\end{aligned}$$

Die mittlere Windungsfläche ist demnach

$$\frac{2220{,}8 \cdot \frac{\pi}{4}}{1000} = 3{,}488\ \left(\frac{1}{2}\ \text{cm}^2\right)$$

(Querschnitt des Probestabes)

Der Induktionsfluß

$$3{,}488 \cdot \mathfrak{H} \cdot \frac{1}{2}$$

ist durch die Wage durchgeschickt und, falls kein Probestab zwischen den Sockeln der Wage eingespannt ist, wird er an der Wage als eine Induktion von der Größe:

$$3{,}488 \cdot \mathfrak{H}\ \text{Gauß}$$

abgelesen.

Die Induktion $1 \cdot \mathfrak{H}$ herrscht dann in dem Raume, der gewöhnlich durch den Probestab eingenommen ist, der Rest, der durch außerhalb des Probestabes verlaufende Induktionslinien veranlaßt wird:

$$3{,}488\,\mathfrak{H} - 1\,\mathfrak{H} = 2{,}488\,\mathfrak{H}$$

muß von der an der Wage abgelesenen Induktion abgezogen werden, wenn man die Induktion $\mathfrak{B}$ innerhalb des Probestabes finden will und den gesamten Induktionsfluß durch die Wage mißt.

Nach den Grenzbedingungen der Maxwellschen Theorie ändert sich die tangentielle Komponente von $\mathfrak{H}$ stetig beim Übergang von einem Medium zum anderen, und deshalb wird der innerhalb der Spule unmittelbar an der Substanz des Probestabes erzeugte Wert von $\mathfrak{H}$ auch innerhalb der Probe herrschen. Wenn die Spule und der homogene Probestab unendlich lang wären und demnach keine Veranlassung zur entmagnetisierenden Wirkung der Enden vorhanden wäre, dann ließe sich $\mathfrak{H}$ innerhalb des Probestabes nach der Solenoidformel: $\mathfrak{H} = 0{,}4\,\pi\,n\,i$ berechnen. Was die an der Wage abgelesenen Werte von $\mathfrak{B}$ betrifft, so müssen wir, um die innerhalb des Probestabes herrschenden $\mathfrak{B}$-Werte zu bekommen, von den an der Wage abgelesenen $\mathfrak{B}$-Werten die Induktion abziehen, die durch das Joch der Wage außerhalb des Probestabes geht, und die ist nach der schon ausgeführten Berechnung $= 2{,}488\,\mathfrak{H}$. Das ist die Korrektion, die man an dem unmittelbar an der Wage abgelesenen Werte von $\mathfrak{B}$ anbringen muß, wenn man als Magnetisierungsspule die von Prof. du Bois konstruierte Emaillespule verwendet, während die Kompensationsspule diese Korrektion überflüssig macht.

Vorbereitung der Wage und des Probestabes zur Aufnahme der für das Material der Proben charakteristischen $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurven.

Bekanntlich ist der Verlauf der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurven für ferromagnetische Substanzen nicht nur vom makroskopisch definierten Anfangszustande der Probe abhängig, sondern auch durch die Vorgeschichte der Probe bedingt. Unter den magnetischen Veränderungen, denen ein Probestab vor der Aufnahme der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve unterworfen war, sind diejenigen vom größten Einfluß, die zeitlich der Aufnahmezeit der Kurve am nächsten liegen. Die $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve kann sich in einem sehr großen Bereiche ändern je nach der Vorgeschichte der Probe.

Um sich von dem Einfluß einer unkontrollierbaren Vorgeschichte eines Probestabes im wesentlichen zu befreien, hat man schon längst vereinbart, bei jeder Aufnahme einer $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve, falls sie für das Material charakteristisch sein sollte, eine ganz bestimmte Vorgeschichte des Probestabes zu schaffen.

Die sogenannte Entmagnetisierung durch abnehmende Kommutierung (siehe Ewing, Magnetische Induktion, § 42) ist im Grunde genommen nichts anderes als eine Art vorgeschriebener Vorgeschichte der Probe.

Zuerst wird das Joch der Wage in einem großen Solenoid entmagnetisiert, dann wird die Probe selber in der Magnetisierungsspule entmagnetisiert. Die Entmagnetisierung der Probe kann auch im magnetischen Kreise der Wage erfolgen. Diese Entmagnetisierung in der Wage hat gewisse Vorteile, da in diesem Falle die entmagnetisierende Wirkung der Enden des Probestabes in viel geringerem Maße die Feldstärke $\mathfrak{H}_1$ im Inneren des Stabes im Vergleich zum Werte der Feldstärke im Inneren des Solenoids herabdrückt, als wenn der Stab sich in einem Solenoid befindet, ohne an die Sockel und das Joch der Wage angeschlossen zu sein.

Beim Entmagnetisieren eines ferromagnetischen Körpers muß man (siehe Ewing, § 43) dafür sorgen, daß die Wirkung jedes äußeren Feldes (etwa des Magnetfeldes der Erde) kompensiert wird und daß die Probe nur unter der Wirkung des entmagnetisierenden Stromes sich befindet. Ist das nicht der Fall, dann ist immer die in einer Richtung wirkende Kraft größer als die entgegengesetzte, so daß remanenter Magnetismus in der einen oder anderen Richtung zurückbleibt.

Nach dem Entmagnetisieren des Joches der Wage und des Probestabes wird der Kompensationsmagnet so eingestellt, daß die Ungleichseitigkeit der Ablesung beim Kommutieren des Stromes von $+3$ Amp. auf -3 Amp. verschwindet.

Um den Kompensationsmagneten dementsprechend einzustellen, kommutiert man etwa zehnmal den Magnetisierungsstrom von $+3$ Amp. bis -3 Amp. (von $\mathfrak{H} = +150$ Gauß bis $\mathfrak{H} = -150$ Gauß), indem man von 0 auf $+3$ Amp. geht, bei 3 Amp. eine kurze Zeit lang wartet, dann auf 0 zurückkehrt, wo man auch eine Zeit lang wartet und dann auf -3 Amp. den Strom kommutiert usw., bis man die zehn Kommutierungen ausgeführt hat. Nach zehn derartigen Kommutierungen kann man, wie die Erfahrung gezeigt hat, erwarten, daß die nächsten Kommutierungen derselben Art keinen wesentlichen

Einfluß auf den Wert des Induktionsflusses ausüben können, der sich nach zehn Kommutierungen in dem magnetischen Kreise der Wage eingestellt hat.

Wenn der Kompensationsmagnet so eingestellt sein soll, daß die Ungleichseitigkeit der Ablesungen an der Wage für die Sprünge von 0 bis ± 150 Gauß verschwindet, dann müssen wir dafür sorgen, daß die Vorgeschichte des Probestabes bei der Einstellung des Kompensationsmagneten derart ist, daß die Zustandsänderung des Probestabes, die einem Sprung der Feldstärke von 0 bis 150 Gauß und zurück entspricht, bei einer Wiederholung des Sprunges praktisch dieselbe bleibt.

Auf Grund dieser Betrachtungen ist es leicht einzusehen, warum wir bei der Vorbereitung des Probestabes zur Einstellung des Kompensationsmagneten beim Kommutieren des Stromes von + 3 Amp. bis — 3 Amp. bei der Stromstärke 0 eine Pause machen müssen.

Genau derselbe Gedankengang ist auch in dem Falle zu verwenden, wenn wir den Probestab zur Aufnahme einer für das Material charakteristischen Hysteresisschleife vorbereiten wollen.

In diesem Falle lassen wir den Probestab nach Entmagnetisierung mehrere magnetische Kreisprozesse hintereinander durchlaufen, indem wir diese Kreisprozesse durch dieselbe zyklische Änderung des $\mathfrak{H}$-Feldes der Magnetisierungsspule hervorrufen, für die wir nachher die Absicht haben, die $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve aufzunehmen. Diese die Probe vorbereitenden Kreisprozesse wiederholen wir solange, bis wir durch die darauf folgenden Messungen uns überzeugen, daß der Verlauf der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve sich beim weiteren Wiederholen des Zyklus nicht mehr merklich ändert.

In der Originalabhandlung von du Bois (siehe § 14) wird empfohlen, den Probestab vor der Aufnahme der zyklischen Induktionskurve mindestens zehn, den gleichen Bereich umfassende Kreisprozesse durchlaufen zu lassen, deren jeder nur wenige Sekunden zu beanspruchen braucht.

Es hat sich gezeigt, daß diese Vorschrift den Forderungen, die man an sie stellen kann, nicht im vollen Maße entspricht und durch eine andere zweckmäßigere Vorschrift ersetzt werden muß.

Wenn wir einen Stromkreis, der eine große Selbstinduktion enthält, schließen, so ist es bekannt, daß die Stromstärke in diesem Stromkreise umso langsamer anwächst, je größer bei unverändertem Ohm'schen Widerstand die Selbstinduktion des Stromkreises ist $\left(\text{die Relaxationszeit } \Theta = \frac{L}{R}\right)$.

Die Magnetisierungsspule der magnetischen Wage samt dem in den magnetischen Kreis der Wage eingeschalteten Probestab haben eine beträchtliche Selbstinduktion, und wenn wir diesen Stromkreis plötzlich schließen, so wird die Stromstärke in diesem Kreise eine gewisse Zeit lang anwachsen. So eine Stromänderung bezeichnen wir als plötzliche Stromkommutierung und es hat sich gezeigt (siehe z. B. du Bois, § 30) daß bei so einer „plötzlichen Kommutierung" des Stromes der an der Wage abgelesene Wert der Induktion $\mathfrak{B}$ um mehrere Prozent größer ist, als wenn der Strom bei stetiger Änderung langsam anwächst.

Die plötzliche Kommutierung des Magnetisierungsstromes der Wage ist mit keiner Unstetigkeit in seinem Verlaufe verbunden: bei einer „plötzlichen Kommutierung" des Stromes wächst die Magnetisierungsstromstärke je nach der Größe der Selbstinduktion eine gewisse Zeit lang, bis sie ihren Endwert praktisch erreicht hat.

Wenn man den Einfluß der stetigen und der plötzlichen Widerstandsänderung des Stromkreises der Magnetisierungsspule auf den Wert der an der Wage abgelesenen Induktion $\mathfrak{B}$ untersuchen wollte, so müßte man sich nicht nur auf die Angabe des theoretisch und nach Verlauf einer unendlich langen Zeit erreichbaren Stärke beschränken, sondern auch die Selbstinduktion des Kreises angeben, die für den zeitlichen Anwuchs der Stromstärke maßgebend ist.

Die Angabe eines bei „plötzlicher" Kommutierung des magnetischen Feldes der Magnetisierungsspule (z. B. von 150 Gauß bis — 150 Gauß) einsetzenden Induktionsflusses hat in gewissen Grenzen keinen bestimmten physikalischen Sinn, solange der zeitliche Verlauf der Stromstärke in der Magnetisierungsspule nicht bekannt ist.

Die Differenz in den $\mathfrak{B}$-Werten, die von du Bois in einer Tabelle (siehe § 30) angegeben sind, besagen nur, daß der an der Wage abgelesene Wert der Induktion $\mathfrak{B}$ von der Zeitdauer abhängig ist, während der der Magnetisierungsstromstärke einen bestimmten Endwert der Stromstärke praktisch erreicht hat. Wie die Magnetisierungsstromstärke mit der Zeit anwächst, wenn man den Stromkreiswiderstand plötzlich ändert, das ließe sich vielleicht ausrechnen, aber angegeben ist es in der Originalabhandlung von du Bois nicht: deshalb können wir den in der Tabelle von du Bois angegebenen Kommutierungs-Werten von $\mathfrak{B}$ ihrer absoluten Größe nach nicht die Bedeutung beimessen, die sie hätten, wenn außer dem Ohmschen Widerstande des Magnetisierungsfeldes auch die Selbstinduktion des Stromkreises bekannt wäre.

Da die Aufnahme einer Hysteresisschleife im Bereiche von $\mathfrak{H}$ zwischen etwa $\pm$ 300 Gauß mit Hilfe der Wage nicht weniger als 30 Minuten in Anspruch nimmt, so wäre es wünschenswert, den Probestab mehrere Kreisprozesse mit derselben Geschwindigkeit durchlaufen zu lassen, damit man schließlich einen stationären Zustand erreicht, für den man die für den Probestab charakteristische Hysteresisschleife dann aufnehmen könnte. Diese Vorbereitung des Probestabes hätte aber viel zu lange gedauert, wenn man sie so streng durchführen würde. Es hat sich gezeigt, daß für härtere Stahlsorten drei Kreisprozesse und für weichere Eisensorten fünf Kreisprozesse genügen, um zu einem praktisch stationären Zustande zu kommen. Dabei muß man aber die letzten zwei bezw. drei Kreisprozesse immer langsamer und langsamer durchlaufen, damit man sich allmählich der 30 Minuten langen Dauer eines Kreisprozesses praktisch nähert. Es hat sich gezeigt, daß, wenn die letzten 2—3 Kreisprozesse, die der Messung vorangehen, nicht mehrere Minuten dauern, dann die Kreisprozesse, die mit Hilfe der Wage aufgenommen werden, keinen stationären Charakter haben und nach einer nochmaligen Wiederholung des 30 Minuten langen Zyklus wesentliche Abweichungen von der ersten Aufnahme zustande kommen.

Einige Bemerkungen zur Aufnahme der Hysteresisschleifen mit Hilfe der Wage von du Bois.

Bei der Aufnahme der für einen Probestab charakteristischen $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve muß man darauf achten, daß man alle Punkte der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve bei einem und demselben „Gleichgewichtszustande“ der Wage aufnimmt.

Es hat sich das Kriterium, das von Herrn du Bois (siehe § 13) vorgeschlagen wurde, als zweckmäßig erwiesen, indem wir den einem bestimmten $\mathfrak{H}$-Werte entsprechenden $\mathfrak{B}$-Werte bei derjenigen Lage des Laufgewichtes ablesen, wo das Joch der Wage von der rechts stehenden Regulierschraube eben abreißt.

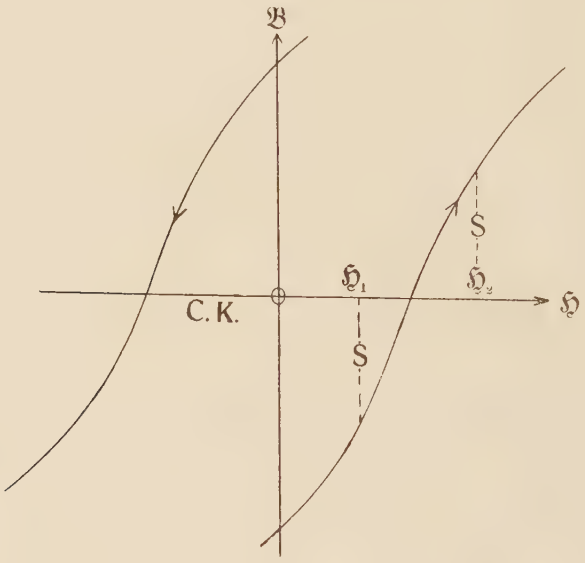
Dasselbe Kriterium müßte man eingentlich auch zur Bestimmung der Koerzitivkraft anwenden, aber es hat sich gezeigt, daß der Zustand der Wage, der dem Induktionsfluß O entspricht, labil ist und im allgemeinen desto labiler ist und in einem desto größeren $\mathfrak{B}$-Wert von $\mathfrak{H}$ labiler ist, je härter der zu untersuchende Probestab ist. Wir mußten deshalb das kleine Laufgewicht je nach der Härte der Probe auf einem zum Teilstriche $\mathfrak{B} = 0$ der Skala naheliegenden Orte

festhalten und die zwei $\mathfrak{H}$-Werte: $\mathfrak{H}_1$ und $\mathfrak{H}_2$ beobachten, bei denen das Joch bei einem und demselben $\mathfrak{B}$-Werte von der rechts an der Wage angebrachten Regulierschraube eben abreißt.

Die Koerzitivkraft ist dann, wenn man den betreffenden Teil der Hysteresisschleife zwischen $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_1$ und $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_2$ als gradlinig auffaßt (siehe Fig. 8):

$$\text{C. K.} = \frac{\mathfrak{H}_1 + \mathfrak{H}_2}{2}$$

Nach dieser Methode wurden die Koerzitivkräfte aller von mir im Laboratorium untersuchten Proben gefunden, und die so gefundenen Werte haben sich stets gut reproduzieren lassen.



Figur 8.

Da wir die „Gleichgewichtslage" des Joches durch das „Ebenabreißen" des Joches von der rechts an der Wage angebrachten Regulierschraube definiert haben, und da die Ablesung der $\mathfrak{B}$-Werte an der Wage in der so definierten Gleichgewichtslage erfolgt, so muß man auch dafür sorgen, daß die Zustandsänderung des Probestabes bei derselben Lage des Joches erfolgt, bei der die Ablesung der $\mathfrak{B}$-Werte an der Wage stattfindet.

In der Gleichgewichtslage stützt sich der rechts vom Prisma liegende Teil des Joches an die Regulierschraube R (in dieser Lage sind die Schlitzweiten nahezu einander gleich) und es ist deswegen wünschenswert, daß die Zustandsänderung des Stabes bei der

magnetischen Vorbereitung der Probe unter derselben relativen Schlitzweite erfolgt, bei der die Messung stattfindet. Deshalb ist immer darauf zu achten, daß beim Durchlaufen der die Probe vorbereitenden Hysteresisschleifen und auch beim Durchlaufen der Hysteresisschleife, bei der die Messung erfolgt, das große Laufgewicht am rechten Ende der Skala sich befindet, damit es durch sein Gewicht das Joch ständig in Berührung mit der Regulierschraube R hält. Wir bestimmen diejenige Lage des Laufgewichtes, bei der das Joch eben von der Regulierschraube sich losreißt, indem wir das Laufgewicht von rechts nach links verschieben.

Das große Laufgewicht darf während der Änderung der Magnetisierungsstromstärke nicht, wie es gewöhnlich gemacht wird, am linken Ende der Skala ruhen; bei jeder Zustandsänderung des Probestabes muß das große Laufgewicht sich stets rechts von derjenigen Lage des Gewichts befinden, bei der, bei gegebenem Werte von $\mathfrak{H}$, das Gleichgewicht der Wage beobachtet wird.

Über die Scherungskurve der Wage.

Die Emaillespule, mit der ich gearbeitet habe, war derart gewickelt, daß nach der für ein unendlich langes Solenoid gültigen Formel:

$$\mathfrak{H} = 0{,}4\,\pi\,n\,i$$

das magnetische Feld innerhalb der Spule

$$\mathfrak{H} = 50 \cdot i_{\text{Amp.}} \text{ Gauß}$$

war.

Es genügte, die Stromstärke in Ampère mit dem Faktor 50 zu multiplizieren, um die innerhalb der als unendlich lang gedachten Spule herrschende Feldstärke in Gauß zu berechnen.

Die Regulierschraube der Wage wurde so eingestellt, daß der bei $\mathfrak{H} = 150$ Gauß an der Wage abgelesene Wert von $\mathfrak{B}$, der sich auf irgend einen Probestab bezog, ungefähr gleich war (der an der Wage abgelesene Wert war um etwa $1\,\%$ höher im Vergleich mit dem magnetometrischen Werte) dem für denselben Wert von $\mathfrak{H}$ magnetometrisch bestimmten Werte von $\mathfrak{B}$. (Bei dieser Einstellung, die wir mit dem P. T. R. II, 198 Stab ausgeführt haben, wurden die Schlitzweiten der Wage ungefähr einander gleich.)

Darauf wurde die $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve mit Hilfe der Wage aufgenommen. Es wurden dann die Mittelwerte zwischen den absoluten Werten der

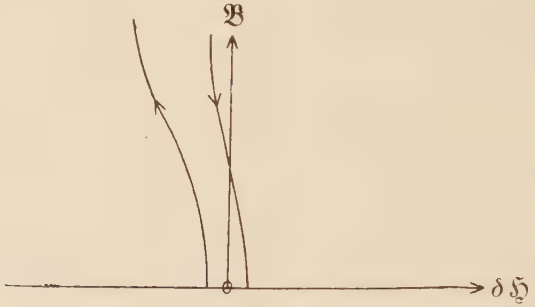
$+\mathfrak{B}$ und $-\mathfrak{B}$ berechnet, die einem und demselben absoluten Wert von $+\mathfrak{H}$ und $-\mathfrak{H}$ entsprechen.

Diese Werte ($\mathfrak{B}_{\text{Mittel}}$) wurden dann wegen der außerhalb des Probestabes verlaufenden Induktion (2,5 $\mathfrak{H}$) korrigiert, die durch die Magnetisierungsspule außerhalb des Probestabes erzeugt wird. Die 2.5 $\mathfrak{H}$ wurden aus den $\mathfrak{B}_{\text{Mittel}}$-Werten abgezogen, und auf diese Weise erhielten wir die $\mathfrak{B}_{\text{korrigiert}}$-Werte. Jetzt wurde die magnetrometrisch bestimmte Kurve mit der mit Hilfe der Wage aufgenommenen verglichen, indem für jeden Ast der Hysteresiskurve für einen beliebig ausgewählten Wert von $\mathfrak{B}$ die ihm entsprechenden Werte von $\mathfrak{H}$ miteinander verglichen wurden. Es wurde die Differenz:

$$\mathfrak{H}_{\text{Magnetometer}} - \mathfrak{H}_{\text{Wage}} = \delta\mathfrak{H}$$

der beiden $\mathfrak{H}$-Werte gebildet und als Funktion von $\mathfrak{B}$ im $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Diagramm aufgetragen.

Die $(\delta\mathfrak{H},\mathfrak{B})$-Kurven für den auf- und absteigenden Ast der Hysteresisschleife bilden die sogenannte „Scherungskurve der Wage", die etwa folgendermaßen verläuft:



Figur 9.

Die „Scherungskurve der Wage" wurde 1. mit Hilfe des aus einem weichen Material angefertigten P. T. R. II, 198 Stabes und 2. mit Hilfe des aus einem härteren Material angefertigten P.T.R. 200 Stabes aufgenommen.

Es hat sich gezeigt, daß man von einer Scherungskurve der Wage als einer Kurve, die von den Eigenschaften der zu untersuchenden Substanz unabhängig ist und nur von den magnetischen Eigenschaften der Wage abhängen sollte, nicht reden kann. Es ergab sich, daß die „Scherungskurve der Wage" in einem gewissen Grade von den Eigenschaften der zu untersuchenden Substanz abhängig

ist und zwar in solchem Maße, daß es nicht auf Beobachtungsfehler zurückzuführen ist.

Dieses experimentelle Ergebnis hat mich veranlaßt, die in den §§ 17 und 18 der Originalabhandlung von du Bois entwickelte Theorie der Scherung an der Wage einer schärferen Kritik zu unterwerfen und neue Grundlagen für eine Theorie zu schaffen, die mit den experimentellen Ergebnissen in Einklang stehen.

In der in der Originalabhandlung von du Bois entwickelten Theorie wird der mittlere Induktionsfluß $\mathfrak{G}_1 = \mathfrak{B}_1 S_1$ in der Probe dem mittleren Induktionsfluß im Joch und in den Sockeln der Wage gleichgesetzt.

Wir haben gesehen (siehe Tabelle 1), daß bei einem Probestab aus einem so weichen Material, wie Fe_2Co (34 % Co) eine Streuung im magnetischen Kreise der Wage von rund 7 % vorhanden ist. Diese Streuung ist keine zu vernachlässigende Größe und deshalb dürfen wir weder die Gleichheit des mittleren Induktionsflusses in allen Teilen des magnetischen Kreises der Wage voraussetzen, noch von vornherein annehmen, daß die Streuung der Wage bei ein und demselben Werte der Induktion $\mathfrak{B}$ unabhängig von den ferromagnetischen Eigenschaften des Probestabes ist.

Die letztere Voraussetzung könnten wir nur in dem Falle ohne jede nähere Begründung annehmen, wenn die Streuung der Wage eine zu vernachlässigende Größe wäre und im ganzen unter keinen Umständen etwa über 1 % steigen könnte.

Die prozentuale Streuung der Wage ist aber nicht zu vernachlässigen, und da wir außerdem alle Gründe haben, anzunehmen, daß bei einem Probestab aus einer weichen Stahlsorte die prozentuale Streuung der Wage bei demselben durch die Schlitze der Wage stattfindenden Induktionsfluß geringer ist, als bei einer härteren Stahlsorte, so bleibt uns nichts übrig, als die Abhängigkeit der Scherungskurve von der Natur der zu untersuchenden Substanz vorauszusetzen und uns vorzunehmen, diese Abhängigkeit näher festzustellen.

Im weiteren Verlauf unserer Abhandlung werden wir auch noch andere Argumente kennen lernen, die diese Voraussetzung stützen werden.

Wenn die mittleren magnetischen Induktionsflüsse durch die verschiedenen Querschnitte der Wage einander nicht gleich sind, so ist die Anwendung der Hopkinsonschen Theorie der magnetischen Kreise auf die Wage nicht mehr so einfach und auch nicht mehr

so übersichtlich. Unmittelbare Betrachtungen über die einer bestimmten Probe und einem bestimmten Werte von $\mathfrak{B}$ entsprechende Korrektion $\delta\mathfrak{H}$ von $\mathfrak{H}$ führen in diesem Falle eher zum Ziele.

Bevor wir zu diesen unmittelbaren Betrachtungen übergehen, wollen wir die Hopkinsonsche Theorie[1] der magnetischen Kreise in bezug auf ihre Anwendbarkeit auf real existierende magnetische Kreise etwas näher ins Auge fassen.

Es läßt sich leicht zeigen, daß die Hopkinsonsche Theorie der magnetischen Kreise nur dann zu praktisch verwendbaren Resultaten führt, wenn man sie auf solche magnetische Kreise anwendet, von deren einzelnen Teilen man mit gewisser Annäherung annehmen darf, daß sie bloß aus temporären Magneten bestehen und keine permanente Magnete enthalten.

Wenn die Intensität der Magnetisierung in den einzelnen Teilen des Kreises derart ist, daß sie eine eindeutige Funktion der Feldstärke $\mathfrak{H}$ ist und daß sie mit dem Nullwerten der magnetischen Feldstärke auch gleich 0 wird (wenn wir z. B. $\mathfrak{J} = \varkappa\mathfrak{H}$ setzen), dann sind wir berechtigt zu erwarten, daß die Anwendung der Hopkinsonschen Theorie auf so einen magnetischen Kreis zu praktisch verwendbaren Resultaten führen wird.

Wenn die einzelnen Bestandteile des magnetischen Kreises eine von 0 verschiedene Remanenz haben oder eine Vieldeutigkeit der $\mathfrak{B}$-Werte aufweisen, die einem bestimmten $\mathfrak{H}$-Werte entsprechen, so sind wir, wie wir sofort sehen werden, im Allgemeinen nicht mehr berechtigt zu erwarten, aus der Hopkinsonschen Theorie praktisch verwendbare Schlüsse zu ziehen, wenn wir auch annehmen, daß der Induktionsstrom Φ für alle Querschnitte des Kreises derselbe wäre.

Wenn F die magnetomotorische Kraft ist, die im Kreise herrscht (in unserem Falle der magnetischen Wage ist sie $= 4\pi i n$, wo n die Zahl der Windungen der Magnetisierungsspule ist), dann ist (siehe Ewing, S. 244,):

$$\Phi \times \text{ magnetischer Widerstand des Kreises} = F,$$

wobei der magnetische Widerstand des Kreises gleich

$$\int \frac{dl}{\mu \cdot s}$$

ist.

[1] Das Wesentliche über die Hopkinsonsche Theorie ist bei Ewing, Magnetische Induktion, gut auseinandergesetzt.

Aus der Gleichung:

$$\Phi \cdot \int \frac{dl}{\mu \cdot s} = F \qquad (1)$$

sehen wir ohne weiteres, daß, wenn wir z. B. einen geschlossenen Ring haben, der gleichmäßig mit einer Magnetisierungsspule bewickelt und aus einer Substanz angefertigt ist, die eine von 0 verschiedene Remanenz hat, dann bei der Magnetisierungsstromstärke

$$i = 0$$

$F = 0$ wird, der Induktionsfluß Φ aber nicht $= 0$ wird und demnach laut (1)

$$\int \frac{dl}{\mu \cdot s} = 0$$

sein muß. Aus dieser Beziehung folgt aber nach einem bekannten Satz der Integralrechnung, daß:

$$\frac{1}{\mu} \int \frac{dl}{s} = 0$$

ist, wo μ der Mittelwert von μ ist. Da aber $\int \frac{dl}{s}$ und Φ nicht gleich 0 sind, so muß demnach jedesmal, wo $i = 0$ wird, $\frac{1}{\mu} = 0$ sein, oder mit anderen Worten $\overline{\mu} = \infty$ sein.

Wenn wir die Magnetisierungsstromstärke i von großen positiven Werten kontinuierlich durch 0 zu negativen Werten übergehen lassen, aber so, daß der absolute Wert von $-i$ kleiner bleibt als der absolute Wert derjenigen Stromstärke, die die magnetische Feldstärke, die gleich der Koerzitivkraft ist, ergibt, dann wird in diesem Falle der Induktionsfluß Φ noch immer positiv bleiben, F aber ($F = 4\pi ni$) wechselt dabei sein Vorzeichen, indem es negativ wird.

Wenn wir an der Beziehung (1) festhalten wollen, so folgt aus (1), daß in diesem Falle der magnetische Widerstand des Kreises: $\int \frac{dl}{\mu s}$ eine negative Größe ist. Das kann aber nur dann sein, wenn $\frac{1}{\mu} \int \frac{dl}{s} = -$ ist, oder da $\int \frac{dl}{s}$ eine positive Größe ist, wenn $\frac{1}{\mu} = -$, oder $\overline{\mu} = -$ ist.

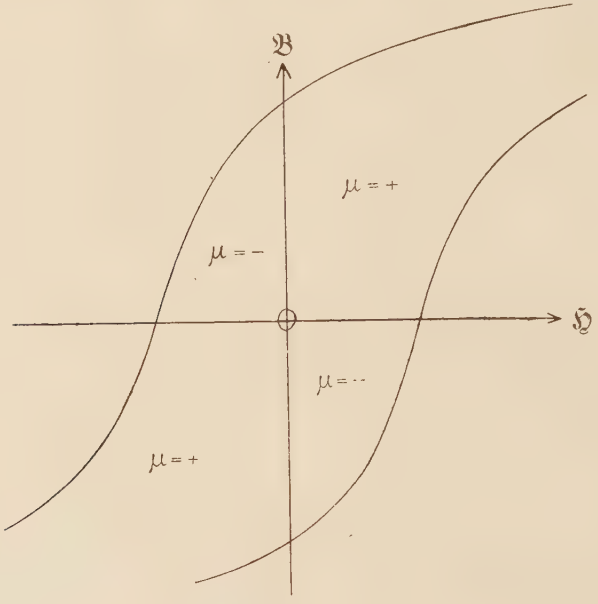
Wenn der Widerstand eines magnetischen Kreises negativ wird, so bedeutet das, daß die als Widerstand des magnetischen Kreises bezeichnete Größe unter Umständen (in dem Falle, wo das durch die Magnetisierungsspule erzeugte Magnetfeld und der im Magnet vorhandene Induktionsfluß in entgegengesetzten Richtungen gerichtet sind) kein Widerstand mehr ist, trotzdem diese Größe als Widerstand bezeichnet wird.

Diese Konsequenz scheint schon Ewing eingesehen zu haben, und es sieht so aus, als ob Ewing die Größe

$$\int \frac{dl}{\mu \cdot s} = \frac{F}{\Phi},$$

die unter Umständen negativ sein kann, mit dem Namen „Widerstand“ bezeichnet, ohne diese Größe im Allgemeinen als Widerstand aufzufassen.

Schlägt man trotzdem diesen Weg ein, so ist man an der Hand der Gleichung (1) gezwungen, anzunehmen, daß unter Umständen μ



Figur 10.

auch negative Werte annehmen kann, was mit der üblichen Definition von μ nicht in Einklang zu bringen ist (gewöhnlich definiert man die für eine ferromagnetische Substanz charakteristische Größe μ für einen bestimmten Wert von $\mathfrak{H}$ als den Quotient $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$, der sich aus der jungfräulichen Kurve der Substanz ergibt. (Bei dieser Definition von μ kann μ nicht negativ werden.) Deshalb hat Ewing, um die Beziehung (1) auch im allgemeinsten Falle einer mit remanentem Magnetismus versehenen Substanz aufrecht zu erhalten, auf der Seite 246 der Größe μ eine neue Definition gegeben, indem er unter μ weiter nichts versteht, als „den Wert, den der Quotient $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ gerade

an der betreffenden Stelle des Kreises besitzt". In diesem Falle kann, wie man es aus einer beliebigen Hysteresisschleife ersieht, $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ je nach dem Vorzeichen von $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ beliebige Werte von 0 bis $+\infty$ annehmen.

Diese Definition von μ ist im Einklang mit der Gleichung (1), die wir in diesem Falle, wie wir gleich sehen werden, aufrecht erhalten können. Wir können für ein unendlich kleines Stück einer Induktionsröhre vom Querschnitte s folgende Identität aufstellen:

$$\mathfrak{B} \cdot s \cdot \frac{H \cdot dl}{\mathfrak{B} \cdot s} = H \cdot dl.$$

Da aber $\mathfrak{B} \cdot s = \Phi$ ist und $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ laut der neuen Definition der Größe μ gleich μ ist, so ist auch

$$\Phi \cdot \frac{dl}{\mu s} = Hdl.$$

Da entlang einer Induktionsröhre Φ eine konstante Größe ist, so ist auch

$$\Phi \int \frac{dl}{\mu \cdot s} = \int Hdl.$$

Wenn wir das Integral über die ganze Induktionsröhre erstrecken, so erhalten wir

$$\Phi \int \frac{dl}{\mu \cdot s} = F$$

die Beziehung (1).

Bei den üblichen Anwendungen der Hopkinsonschen Theorie auf praktisch wichtige Fälle sucht man bei gegebenen μ-Werten der einzelnen Bestandteile des magnetischen Kreises den Wert des Induktionsflusses, der einer bestimmten Magnetisierungsstromstärke entspricht.

Wenn aber μ als $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ definiert wird, wobei von vornherein sowohl $\mathfrak{B}$ wie $\mathfrak{H}$ in keinem Punkte innerhalb des magnetischen Kreises bekannt sind, so verliert die Hopkinsonsche Theorie ihre praktische Verwendbarkeit, denn wir sind nicht imstande $\mathfrak{B}$ zu berechnen $\left(\mathfrak{B} = \frac{\Phi}{s}\right)$, wenn im Ausdrucke für $\mathfrak{B}$, der sich aus der Hopkinsonschen Theorie ergibt, Größen (μ) vorkommen, die durch die von uns gesuchte Größe definiert sind, da

$$\mathfrak{B} = \frac{1}{s} \cdot \frac{F}{\int \frac{dl}{\mu \cdot s}}$$

ist.

Der wesentlichste Vorteil der Anwendung der Hopkinsonschen Theorie auf magnetische Kreise, die bloß aus temporären Magneten bestehen, liegt bekanntlich darin, daß wir die $\mathfrak{H}$-Werte in den einzelnen Teilen des Kreises gar nicht zu kennen brauchen, wenn wir Φ oder $\mathfrak{B}$ berechnen wollen, wenn nur das $\int H\,dl$, das in den meisten Fällen $= 4\pi n i$ gesetzt werden kann, bekannt ist

Dieser Vorteil fällt aber bei der neuen Definition der Größe μ $\left(\mu = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}\right)$ weg, denn, um μ zu berechnen, müssen wir $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ im voraus kennen.

Die neue Definition von μ hat uns die üblichen Vorteile der Anwendung der Hopkinsonschen Theorie [siehe Gleichung (1)] auf magnetische Kreise für den Fall, daß diese Kreise mit remanentem Magnetismus versehen sind, illusorisch gemacht, denn sie gibt uns für die Bestimmung von $\Phi = \frac{\mathfrak{B}}{S}$ einen Ausdruck, in dem außer der zu bestimmenden Größe $\mathfrak{B}$ noch eine andere Unbekannte ($\mathfrak{H}$) vorkommt.

Bei der Berechnung des magnetischen Widerstandes: $\int \frac{dl}{\mu \cdot S}$ eines mit remanentem Magnetismus versehenen Körpers dürfen wir, solange wir uns an die Gültigkeit der Beziehung (1) halten, für μ den Wert, der sich für die betreffende Substanz aus der jungfräulichen Kurve ergibt, nicht einsetzen, sondern wir müssen für μ den Wert einsetzen, der für $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ dem zu untersuchenden Zustande entspricht.

Nur wenn die in Betracht kommende Feldstärke $\mathfrak{H}$ ihrem absoluten Betrage nach genügend groß ist im Vergleich mit der Koerzitivkraft der Substanz, dürfen wir mit einer gewissen Annäherung die beiden μ-Werte einander gleich setzen.

Wenn wir diese Betrachtungen auf den Fall der magnetischen Wage anwenden, für die wir auf Grund dieser Betrachtungen die Scherungskurve aufstellen wollen, so sehen wir, daß zur Aufstellung der Scherungskurve in ihrem gesamten Verlauf die Hopkinsonsche Theorie nicht ausreicht.

Wir haben gesehen, daß für eine Substanz, die mit remanentem Magnetismus versehen ist (der magnetische Kreis der Wage besteht mit Ausnahme der Schlitze aus derartigen Substanzen), die Hopkinsonsche Theorie in ihrer ursprünglichen Redaktion (wo μ eindeutig als Quotient $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ aus der jungfräulichen Kurve bestimmt wird) ihren ursprünglichen Sinn verliert und die verallgemeinerte Theorie (wo $\mu = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$, aber nicht mehr eine eindeutige Funktion von $\mathfrak{H}$ ist)

zu keinem physikalisch greifbaren Resultat führt. Das ist der Grund, warum wir bei der Aufstellung der Scherungskurve in ihrem gesamten Verlaufe mit der Anwendung der Hopkinsonschen Theorie auf den magnetischen Kreis der Wage nicht auskommen können. Für $\mathfrak{H}$-Werte, die zwischen 0 und einem Werte $\mathfrak{H}_1$ liegen, der groß, aber nicht zu groß ist im Vergleich mit der Koerzitivkraft der Substanz, versagt die Hopkinsonsche Theorie, und deshalb sind wir gezwungen, den qualitativen Verlauf der Scherungskurve der Wage, zumindest in diesem Bereiche, auf Grund anderer Betrachtungen aufzustellen.

Die unmittelbar an der Wage abgelesenen $\mathfrak{B}$-Werte entsprechen keinesfalls den $\mathfrak{B}$-Werten, die in der Mitte des Probestabes vorhanden sind. Diese unmittelbar an der Wage abgelesenen $\mathfrak{B}$-Werte sind mit einer gewissen Annäherung (näheres darüber siehe bei Ewing, §§ 147 und 148) dem Induktionsflusse proportional, der durch die Schlitze der Wage durchgeht; dieser aber ist wegen der von 0 verschiedenen prozentualen Streuung der Wage keinesfalls gleich dem Induktionsfluß, der durch den Probestab durchgeschickt wird. Diese beiden Induktionsflüsse werden auch dann voneinander verschieden sein, wenn wir den unmittelbar an der Wage abgelesenen Induktionsfluß in bezug auf den $\mathfrak{H}$-Fluß korrigieren, der außerhalb des Probestabes durch den magnetischen Kreis der Wage geschickt wird.

Die $\mathfrak{H}$-Werte, die den an der Wage abgelesenen $\mathfrak{B}$-Werten entsprechen, berechnen wir in erster Näherung aus der Magnetisierungsstromstärke, indem wir $\mathfrak{H}$ gleich der magnetischen Feldstärke setzen, die innerhalb der Magnetisierungsspule vorhanden wäre, wenn die Magnetisierungsspule mit derselben Windungszahl pro 1 cm Länge unendlich lang wäre. Die so berechnete magnetische Feldstärke ist dann bekanntlich gleich

$$0{,}4\,\pi n i_{\text{Amp.}}$$

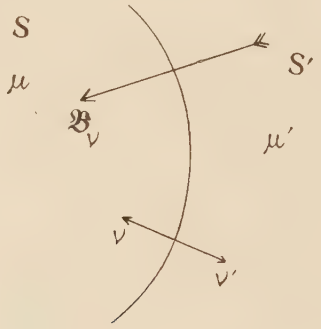
Diese magnetische Feldstärke ist aber nicht diejenige Feldstärke, die bei dem in Betracht kommenden Induktionsflusse in der Mitte des zu untersuchenden Probestabes vorhanden ist, denn die Übergänge des in der Wage herrschenden Induktionsflusses vom Probestab zu den Sockeln, von den Sockeln zu den Schlitzen und von den Schlitzen zum Joch sind Übergänge durch eine Grenze zweier aneinander grenzenden Substanzen, die im allgemeinen durch verschiedene Werte der Permeabilität μ charakterisiert sind.

Solche Übergänge von Induktionsröhren rufen bekanntlich magnetische Belegungen von freien magnetischen Massen an den Grenzen zweier Substanzen hervor, die ihrerseits ein Zusatzfeld im Inneren der beiden an der mit freien magnetischen Massen belegten Fläche grenzenden Substanzen erzeugen, das zusammen mit dem Magnetfelde, das in einer eisenfreien Magnetisierungsspule erzeugt würde, die zweite Näherung für den Wert von $\mathfrak{H}$ ergibt, der bei der Aufstellung der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve dem in Betracht kommenden Werte der Induktion $\mathfrak{B}$ in der Mitte des Probestabes entspricht.

Die freien magnetischen Massen, die an der Grenze zwischen zwei verschiedenen Substanzen bekanntlich mit der Dichte

$$h = -(J_\nu + J'_{\nu'})$$

angehäuft sind [das magnetostatische Potential φ ist bekanntlich gleich $= -\int \frac{d\tau}{r} \operatorname{div} J - \int \frac{d\sigma}{r}(J_\nu + J'_{\nu'})$]. können je nach dem Vorzeichen



Figur 11.

von $\mu - \mu'$, wie wir nachher sehen werden, positiv oder negativ sein und dementsprechend ein magnetisches Zusatzfeld erzeugen, das in einer der beiden aneinander grenzenden Substanzen das durch die Magnetisierungsspule direkt erzeugte Magnetfeld entweder schwächer oder stärker machen wird. Man spricht in diesem Falle von einer entmagnetisierenden bezw. magnetisierenden Wirkung der magnetischen Flächenbelegungen.

Da bekanntlich

$$J = \frac{\mathfrak{B} - \mathfrak{H}}{4\pi}$$

ist, so ist

$$h = -\frac{1}{4\pi}\left[(\mathfrak{B} - \mathfrak{H})_\nu + (\mathfrak{B}' - \mathfrak{H}')_{\nu'}\right].$$

Beim Durchgang durch die Grenze zwischen den beiden Substanzen bleibt die Normalkomponente des magnetischen Induktionsflusses bekanntlich unverändert, und es ist demnach

$$\mathfrak{B}_\nu = -\mathfrak{B}'_{\nu'}$$

zu setzen und

$$h = \frac{1}{4\pi}\,(\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}'_{\nu'})\,. \qquad (2)$$

Für den Fall, wo wir $\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H}$ setzen dürfen, wird

$$h = \frac{1}{4\pi}\,\mathfrak{B}_\nu\left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu'}\right)$$

$$\therefore\ h = \frac{\mathfrak{B}_\nu}{4\pi}\,\frac{\mu' - \mu}{\mu\,\mu'}\,, \qquad (2')$$

wobei wir unter μ die aus der jungfräulichen Kurve ermittelte Permeabilität zu verstehen haben.

Die Beziehung (2) gilt ganz allgemein. Dagegen hat die Beziehung (2′) nur dann einen bestimmten Sinn, wenn wir, ohne die Gleichung $\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H}$ als Definition von μ betrachten zu müssen, $\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H}$ setzen können, und den Ansatz $\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H}$ können wir bekanntlich in den Fällen machen, wo die aneinander grenzenden Substanzen keinen remanenten Magnetismus besitzen, und auch in den Fällen, wo der Induktionsfluß $\mathfrak{B}_\nu$ und die mit ihm gleichgerichtete Feldstärke $\mathfrak{H}_\nu$ so groß sind, daß die Hysteresis in dem betreffenden $\mathfrak{H}$-Gebiete keine wesentliche Rolle mehr spielt. $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ ist in diesem letzten Falle wie für den auf-, so auch für den absteigenden Ast der Hysteresiskurve praktisch gleich dem aus der jungfräulichen Kurve entnommenen Werte von $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$.

Daraus sehen wir, daß, wenn der Induktionsfluß $\mathfrak{B}_\nu$ von der Substanz S' zu Substanz S gerichtet ist ($\mathfrak{B}_\nu = +$), dann

1. falls $\mu > \mu'$ ist, $h = -$

und

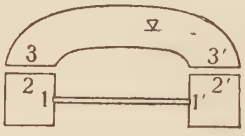
2. falls $\mu < \mu'$ ist, $h = +$

ausfallen wird.

Das besagt aber nichts anderes, als daß die freie magnetische Grenzflächenbelegung die im Innern der Substanz S' herrschende mit dem Induktionsfluß gleichgerichtete magnetische Feldstärke im ersten Falle zu vergrößern und im zweiten Falle zu verkleinern suchen wird.

Diese Vergrößerung und Verkleinerung der innerhalb der Substanz S' herrschenden magnetischen Feldstärke stellen wir uns folgendermaßen vor: es sei zunächst die Substanz S identisch gewählt mit der Substanz S'; dann hätten wir an der Grenze von S und S' keine Flächenbelegungen (es wäre $h = 0$, da $\mu - \mu' = 0$ wäre). Dem Induktionsfluß $\mathfrak{B}_\nu$ durch die Grenze dieser beiden einander identischen Substanzen hätte dann eine bestimmte Feldstärke $\mathfrak{H}_\nu$ entsprochen.

Wenn wir jetzt die Substanz S verschieden von der Substanz S' wählen, dann wird $h \neq 0$ und dadurch entsteht eine Änderung in der magnetischen Feldstärke innerhalb der Substanz S', indem sie je nach dem Vorzeichen von $\mu - \mu'$ zu einer Vergrößerung oder Verkleinerung der ursprünglichen (dem Falle, daß die Substanz S identisch mit der Substanz S' ist, entsprechenden) magnetischen Feldstärke führt.



Figur 12.

Diese Änderung der magnetischen Feldstärke können wir auch in dem Sinne deuten, daß die Grenzfläche eines magnetisierten Körpers je nach dem Vorzeichen von $\mu - \mu'$ eine entmagnetisierende oder magnetisierende Wirkung auf den Körper ausübt.

Für den speziellen Fall, daß

$$\mu = \infty$$

wird, haben wir laut (2′)

$$h = -\frac{1}{4\pi}\,\mathfrak{B}_\nu \cdot \frac{1}{\mu'}. \tag{2''}$$

In diesem Falle übt die mit magnetischen Massen belegte Grenzfläche eine magnetisierende Wirkung innerhalb der Substanz S' aus, wie man sich leicht an der Hand der Gleichung (2″) überzeugen kann, wenn man irgend einen speziellen Wert für $\mathfrak{B}_\nu$ einsetzt.

Im Falle der magnetischen Wage haben wir (wenn wir von der Streuung der Wage absehen) 6 Übergänge (1, 2, 3, 1′, 2′, 3′) von einer Substanz zur andern (siehe Figur 12).

Wenn ein von 0 verschiedener Induktionsfluß durch die Wage durchgeschickt wird, so wird [siehe (2)] an jeder Grenzfläche freier

Magnetismus angehäuft, der auf die Größe der Feldstärke $\mathfrak{H}$, die sich innerhalb der Substanz des Probestabes einstellt, einen Einfluß ausübt, indem die aus der Solenoidformel berechneten Werte für die Feldstärke durch die Wirkung dieser magnetischen Belegungen der Grenzflächen um einen positiven oder negativen Wert von $\delta\mathfrak{H}$ zu korrigieren sind.

Diese Korrektionen der aus der Solenoidformel berechneten Feldstärken, die wir mit $\delta\mathfrak{H}$ bezeichnen wollen, können positiv und auch negativ ausfallen, je nach dem Vorzeichen, die die magnetischen Belegungen an den Grenzflächen der verschiedenen den magnetischen Kreis der Wage bildenden Substanzen haben.

Es ist zu erwarten, daß die magnetischen Belegungen, die zum Probestab am nächsten sind, auch den stärksten Einfluß auf die absolute Größe und das Vorzeichen der Korrektion $\delta\mathfrak{H}$ ausüben. Wir haben deshalb zu erwarten, daß die magnetischen Belegungen an der Grenze Probestab-Sockel den größten Einfluß auf die Korrektion $\delta\mathfrak{H}$ ausüben werden.

Es wird aber auch die Wirkung der magnetischen Belegungen an den beiden Schlitzgrenzen dazu einen Beitrag liefern, den wir aber wegen seines vermutlich geringen Einflusses in erster Näherung außer Betracht lassen wollen.

Im Falle eines nichtgeschlitzten Joches fallen die entmagnetisierenden bezw. magnetisierenden Wirkungen der Schlitzbelegungen aus und es bleibt im wesentlichen nur die Wirkung der magnetischen Belegungen an der Grenze Probestab-Sockel übrig.

Wegen der von 0 verschiedenen prozentualen Streuung der Wage kommen auch die freien magnetischen Belegungen an den Orten der Grenze: Eisenteile der Wage — Luft zur Geltung, wo die Streuung stattfindet. Die Wirkung dieser Belegungen werden wir auch außer Betracht lassen.

Außer den entlang der Grenzflächen der einzelnen Teile der Wage verteilten magnetischen Massen können innerhalb des magnetischen Kreises der Wage auch räumlich verteilte magnetische Massen vorkommen, und zwar kommen diese Massen an den Stellen vor, wo die Permeabilität μ sich mit dem Orte stetig ändert. Wir wollen bei diesen Betrachtungen nur die Fälle ins Auge fassen, bei denen die Beziehung $\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H}$ gilt, wobei unter μ der aus der jungfräulichen Kurve zu bestimmende Quotient $\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ zu verstehen ist.

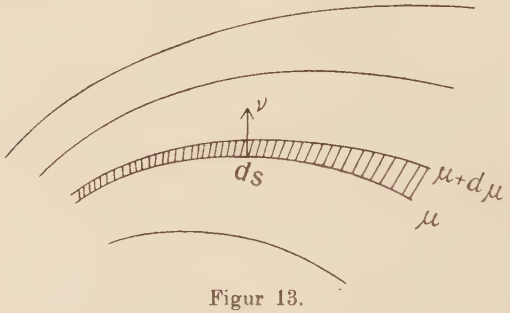
Bei der Berechnung der räumlichen Dichte des freien Magnetismus gehen wir von der in der Theorie des Magnetismus bekannten Beziehung:

$$\varrho = -\operatorname{div} J \tag{3}$$

aus. Es ergibt sich daraus (unter Berücksichtigung der stets gültigen Beziehung $\operatorname{div}\mathfrak{B} = 0$):

$$\begin{aligned} \varrho = -\operatorname{div} J &= -\operatorname{div}\frac{\mathfrak{B}-\mathfrak{H}}{4\pi} = \frac{1}{4\pi}\operatorname{div}\mathfrak{H} = \frac{1}{4\pi}\operatorname{div}\left(\frac{\mathfrak{B}}{\mu}\right) \\ &= \frac{1}{4\pi}\cdot\frac{1}{\mu}\operatorname{div}\mathfrak{B} - \frac{1}{4\pi}\cdot\frac{1}{\mu^2}\left(\mathfrak{B}_x\frac{\partial\mu}{\partial x} + \mathfrak{B}_y\frac{\partial\mu}{\partial y} + \mathfrak{B}_z\frac{\partial\mu}{\partial z}\right) \\ &= -\frac{1}{4\pi\mu^2}(\mathfrak{B}, \operatorname{grad}\mu). \end{aligned} \tag{4}$$

Genau denselben Ausdruck für ϱ erhalten wir, wenn wir vom Ausdruck (2′) für die flächenhafte Verteilung des freien Magnetismus



Figur 13.

ausgehen, indem wir die magnetisch inhomogene Substanz durch eine Schar von unendlich einander benachbarten äquipermeablen Flächen in dünne Schichten einteilen und annehmen, daß die Permeabilität μ innerhalb jeder von diesen Schichten einen konstanten Wert hat, der sich um $d\mu$ ändern soll, wenn wir zur nächsten Schicht übergehen.

Wenn wir ein Element ds der Fläche wählen, an die zwei benachbarte Schichten grenzen (siehe Fig. 13), und wenn wir mit ν die Normale auf diesem Flächenelement bezeichnen, die in der Richtung der wachsenden μ gerichtet sein soll, dann befindet sich laut (2′) auf diesem Flächenelement ds die freie magnetische Ladung:

$$h\,ds = -\frac{\mathfrak{B}_\nu}{4\pi}\cdot\frac{d\mu}{\mu^2\cdot d\nu}\overbrace{\cdot d\nu\cdot ds}^{d\tau}$$

Diese magnetische Ladung können wir uns auch räumlich verteilt denken und zwar, wie es aus der eben aufgestellten Gleichung hervorgeht, mit der Volumendichte:

$$\varrho = -\frac{\mathfrak{B}_\nu}{4\pi} \cdot \frac{1}{\mu^2} \cdot \frac{d\mu}{d\nu}. \qquad (4')$$

Diesen Ausdruck für ϱ kann man auch in etwas anderer Form darstellen:

$$\varrho = -\frac{\mathfrak{B}_\nu}{4\pi} \frac{d\mu}{\mu^2 d\nu} = -\frac{\mathfrak{B}_\nu}{4\pi\mu^2} \left(\frac{\partial\mu}{\partial x}\frac{dx}{d\nu} + \frac{\partial\mu}{\partial y}\frac{dy}{d\nu} + \frac{\partial\mu}{\partial z}\frac{dz}{d\nu} \right)$$

$$= -\frac{1}{4\pi\mu^2} \left(\frac{\partial\mu}{\partial x}\mathfrak{B}_x + \frac{\partial\mu}{\partial y}\mathfrak{B}_y + \frac{\partial\mu}{\partial z}\mathfrak{B}_z \right) = -\frac{1}{4\pi\mu^2} (\mathfrak{B}, \operatorname{grad}\mu).$$

Das ist genau derselbe Ausdruck, den wir [siehe (4)] schon früher und zwar auf einem anderen Wege abgeleitet haben.

In den meisten für die Wage in Betracht kommenden Fällen ist $\mathfrak{B}$ sehr groß im Vergleich mit $\mathfrak{H}$. Deshalb können wir, wenn wir $J = \frac{\mathfrak{B}-\mathfrak{H}}{4\pi}$ berechnen wollen, $\mathfrak{H}$ neben $\mathfrak{B}$ vernachlässigen und $J = \frac{\mathfrak{B}}{4\pi}$ setzen.

Wenn wir aber $\varrho = -\operatorname{div} J$ berechnen wollen, so dürfen wir die Größe $\mathfrak{H}$ neben $\mathfrak{B}$ nicht mehr vernachlässigen, wenn sie auch sehr klein ist im Vergleich mit $\mathfrak{B}$, denn $\operatorname{div}\mathfrak{H}$ kann sehr groß sein, trotzdem $\mathfrak{H}$ selber sehr klein sein kann.

Auf Grund dieser Betrachtungen dürfen wir schließen, daß wir im allgemeinen eine merkliche räumliche Dichte der freien magnetischen Massen auch in den Fällen erwarten können, wo $\mathfrak{H}$ sehr klein ist im Vergleich mit $\mathfrak{B}$, geschweige der Fälle, wo $\mathfrak{H}$ von gleicher Größenordnung wie $\mathfrak{B}$ ist.

Aus den Beziehungen, die wir für ϱ aufgestellt haben, und speziell aus der Beziehung:

$$\varrho = -\frac{1}{4\pi}\, \mathfrak{B}_\nu \cdot \frac{1}{\mu^2} \cdot \frac{d\mu}{d\nu}$$

ersehen wir, daß die Dichte der räumlich verteilten magnetischen Massen nur an den Orten groß sein kann, wo $\mathfrak{B}_\nu$ groß ist, wo μ klein ist und $\frac{d\mu}{d\nu}$ groß ist, wobei ν die Richtung des Vektors grad μ ist.

Dieser Fall ist (siehe du Bois, Ann. der Phys. 1913, B. 42, p. 944—946) experimentell zuerst von du Bois beobachtet worden. Die räumlich verteilten magnetischen Massen waren innerhalb eines Elektromagneten mit Kugelarmaturen bei Induktionswerten, die ober-

halb des Sättigungsgebietes liegen, beobachtet worden. Es ist in dem von du Bois beobachteten Falle $\mathfrak{B}_\nu$ sehr groß (etwa 60 Kilogauß), μ eo ipso sehr klein (etwa 1,5) und $\frac{d\mu}{d\nu}$ von 0 verschieden. (In einer Eisenmasse ist gewöhnlich ein von 0 verschiedener Wert des grad μ an den Orten zu erwarten, wo die Induktionslinien einander nicht parallel verlaufen, wo die $\mathfrak{B}$-Linien sich verdichten oder voneinander divergieren. Im Falle von konischen Polarmaturen, die von einem Induktionsfluß durchflossen werden, haben wir gerade mit einem solchen Falle zu tun.)

Es ergaben sich durch die Wirkung der räumlich verteilten magnetischen Massen im Raume zwischen den Stirnflächen der Kegelstutzpole um $10\,^0/_0$ intensivere Felder, als man sie ohne Berücksichtigung der räumlich verteilten magnetischen Massen nur unter der Wirkung der flächenhaft verteilten Massen erwarten konnte.

Im Falle der magnetischen Wage findet ein beträchtliches Divergieren der $\mathfrak{B}$-Linien nur in den Sockeln der Wage statt, wo die Induktionslinien, die aus dem Probestabe herauskommen, sich in den Sockeln der Wage ausbreiten.

Da die Permeabilität μ in den Sockeln sich demnach offenbar von Ort zu Ort ändert, so ist $\frac{d\mu}{d\nu}$ in den Sockeln (zumindest in der Nähe der Kugelkontakte, entlang derer der Probestab mit den Sockeln in Berührung steht) von 0 verschieden, und demnach haben wir räumlich verteilte magnetische Massen in den Sockeln zu erwarten. Da aber andererseits die den in der magnetischen Wage in Betracht kommenden Induktionswerten entsprechenden Permeabilitäten der einzelnen Teile der Wage nicht so klein (1,5) sind, wie es in dem von du Bois behandelten Falle der Fall ist (wir können annehmen, daß die Permeabilität der Sockeln der Wage nicht unterhalb von 100 liegt, wenn wir den Bereich der magnetischen Feldstärken nicht weiter als bis 200 oder 300 Gauß ausdehnen. Für $\mathfrak{H}_\nu = 200$ ist dann $\frac{\mathfrak{B}_\nu}{\mathfrak{H}_\nu}$ ungefähr $= \frac{20000}{200} = 100$, wenn wir die Sockel der Wage aus einem üblichen weichen Material konstruiert denken). so sehen wir aus der Beziehung (4′), daß die räumliche Dichte der magnetischen Massen innerhalb der Sockeln der Wage, wenn $\mathfrak{B}_\nu = 20000$ Gauß wäre und die gleichen mit denen von du Bois behandelten Werten Werte von $\frac{d\mu}{d\nu}$ angenommen wären, etwa 10000mal kleiner ausfallen würden im Vergleich mit den räumlichen Dichten, die von du Bois in seinem Elektromagneten beobachtet waren.

Diese räumlich verteilten magnetischen Massen wirken auf die magnetische Feldstärke innerhalb des Probestabes in dem einen oder anderen Sinne je nach dem Vorzeichen des skalaren Produkts ($\mathfrak{B}$, grad μ).

Die Wirkung der innerhalb der Sockeln räumlich verteilten Massen auf die innerhalb des Probestabes vorhandene Feldstärke ist scheinbar nicht groß und deshalb wollen wir sie außer Betracht lassen, indem wir auf die innerhalb des Probestabes vorhandene Feldstärke nur den Einfluß der entlang der Grenzschicht Probestab-Sockel flächenhaft verteilten magnetischen Massen in Betracht ziehen.

Wir wollen jetzt die Wirkung dieser Belegung etwas näher ins Auge fassen, da diese Belegung, wie wir es zu erwarten haben, den größten Einfluß auf die Scherungsgröße $\delta\mathfrak{H}$ ausübt, die einem bestimmten durch die Wage durchgeschickten Induktionsflusse entspricht.

Den qualitativen Verlauf der ($\delta\mathfrak{H}$, $\mathfrak{B}$)-Scherungskurve, die durch die Wirkung der magnetischen Belegungen an der Grenze Probestab-Sockel hervorgerufen wird, können wir uns leicht aufstellen, indem wir den Verlauf der (h, $\mathfrak{B}$)-Kurve, oder mit anderen Worten, da $h = \frac{1}{4\pi}(\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}'_\nu)$ ist, den Verlauf der $[\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}'_\nu, \mathfrak{B}]$-Kurve aufstellen. Die einem bestimmten $\mathfrak{B}$-Werte entsprechenden $\delta\mathfrak{H}$-Werte der Scherungskurve werden dann ceteris paribus desto größer sein, je größer der Wert der Dichte h der flächenhaft verteilten magnetischen Massen ist. Wie groß das Feld $\delta\mathfrak{H}$ ist, das durch die an den Enden des Probestabes flächenhaft verteilten Massen: $+\int h\,ds$ und $-\int h\,ds$ in der Mitte des Probestabes (für die Mitte des Probestabes wird ja die für das Material des Probestabes charakteristische $\mathfrak{H}\mathfrak{B}$-Kurve gesucht) erzeugt wird, das läßt sich zur Zeit nicht streng berechnen, aber wenn wir für bestimmte Kombinationen von Probestab- und Sockel-Materialien die h, $\mathfrak{B}$-Kurven aufstellen, so haben wir allen Grund zu erwarten, daß die dieser Kombination von Probestab- und Sockel-Material entsprechende $\delta\mathfrak{H}$, $\mathfrak{B}$-Scherungskurve einen mit der h, $\mathfrak{B}$-Kurve ähnlichen Verlauf haben wird.

Deshalb schien es von Interesse zu sein, für bestimmte Kombinationen von Probestab-Sockel-Materialien den Verlauf der h, $\mathfrak{B}$-Kurven wie für den auf-, so auch für den absteigenden Ast der Hysteresisschleife aufzustellen.

Als Materialien, aus denen wir den Probestab und die Sockel der Wage ausgefertigt denken, wurden mehrere Eisen- und Stahlsorten gewählt, für die Gumlich die $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurven aufgestellt hat

Tabelle 6.

$\mathfrak{B}$	Kombination (8″, 6″)		Kombination (8′, 6″)	
	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$ für den aufsteigenden Ast	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$ für den absteigenden Ast	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$ für den aufsteigenden Ast	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$ für den absteigenden Ast
0	51,64	−51,64	15,94	−15,94
1400	54,76 0,76 −54,00	49,7+0,76 −48,94	17,5−0,76 16,74	−16,5+0,76 −15,74
3700	60,3 0,76−59,54	−39+0,7 38,3	18,8 0,76 − 18,04	16,2+0,7 15,5
5600	67−0,8=66,2	−25,6+0,6=−25,0	20,3−0,8=19,5	−15,6+0,6=−15,0
7100	79,5−1,2=73,3	−7,4+0,4=−7	21,5−1,2=20,3	−14,9+0,4=−14,5
9000	90−1,7=88,3	+31,2+0,3=31,5	24,4−1,7=22,7	13,3+0,3=13,0
11250	135−3=132	103,5−0,7=102,8	31,3−3=28,3	−9,4−0,7=−10,1
13500	238−6,3=231,7	225−3,5=221,5	46,5−6,3=40,2	5−3,5=+1,5
14700	340 10,3−329,7	340−6,2−333,8	64,8 10,3−54,5	28−6,2 21,8
15600			91,8−14,8=77	60,8−9,3=51,5
16640			147−33,5=113,5	131−28=103
17680			240−73=167	233,5−68,5=165
18500			335−125=210	335−125=210

(siehe Gumlich, E. T. Z. 1909, pp. 1098 und 1099). Es wurde dabei vorausgesetzt, daß die in Betracht kommenden Substanzen magnetisch isotrop sind und daß der magnetische Induktionsfluß an den Grenzen je zweier Substanzen in der Richtung der Grenzflächennormale verläuft.

Es hat sich gezeigt, daß der Verlauf der $h, \mathfrak{B}$-Kurven vom relativen Verlauf der beiden $\mathfrak{B}, \mathfrak{H}$-Kurven abhängt, die für die Probestab- und Sockelsubstanzen charakteristisch sind.

Das Material 6″ (siehe die von Gumlich aufgestellte Tabelle) wurde ständig als Sockelmaterial betrachtet, die Materialien 8″, 8′, 2, 4″ und Luft wurden eines nach dem anderen als Probestabmaterial betrachtet.

Aus dem Verlauf der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurven, die für die einzelnen Substanzen: 6″, 8″, 8′, 2, 4″ und Luft galten (siehe die mit einem Pfeil versehenen Kurven, die zu den Tabellen 6 und 7 gehören), ergab sich eine Reihe von Punkten der auf- und absteigenden Äste der $\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$, $\mathfrak{B}$-Kurven, deren Koordinaten in den Tabellen 6 und 7 zusammengefaßt sind. Die entsprechenden $\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$, $\mathfrak{B}$-Kurven sind konstruiert worden und sind in den Figuren, die diesen Tabellen entsprechen, aufgetragen (um diese Kurven von den Hysteresiskurven der einzelnen Materialien zu unterscheiden, wurden diese Kurven mit einem doppelten Pfeil versehen

Tabelle 7.

$\mathfrak{B}$	Kombination (2, 6″)		Kombination (4″, 6″)	
	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$ für den aufsteigenden Ast	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$ für den absteigenden Ast	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$ für den aufsteigenden Ast	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$ für den absteigenden Ast
0	−0,285	+0,285	−0,39	+0,39
1400	0,5−0,76=−0,25	−0,46+0,76−0,3	0,37−0,76=−0,39	−0,37+0,76−0,39
3700	0,6−0,76=−0,16	−0,45+0,7−0,25	0,37−0,76=−0,39	−0,37+0,76=0,39
5600	0,75−0,8=−0,05	−0,3+0,6−0,3	0,5−0,8=−0,3	−0,37+0,6=0,23
7100	1−1,2=−0,2	−0,2+0,4=0,2	0,6−1,2=−0,6	−0,35+0,4=+0,05
9000	1,5−1,7=−0,2	0,25+0,3=0,55	0,7−1,7=−1	−0,25+0,3=+0,05
11250	2,5−3=−0,5	1,1−0,7=0,4	1,35−3=−1,65	+0,1−0,7=−0,6
13500	5,2−6,3=−1,1	3,2−3,5=−0,3	2,65−6,3=−3,65	0,9−3,5=−2,6
14700	10−10,3=−0,3	7−6,2=0,8	4,2−10,3=−6,1	1,8−6,2=−4,4
15600	19,7−14,8=4,9	16,8−9,3=7,5	9,2−14,8=−5,6	6,4−9,3=−2,9
16640	50,8−33,5=17,3	47,8−28=19,8	34−33,5=+0,5	32−28=4
17680	100−73=27	99−68,5=30,5	74−73=1	73,5−73=0,5
18500	150−125=25	150−125=25,0	112−125=−13	112−125=−13

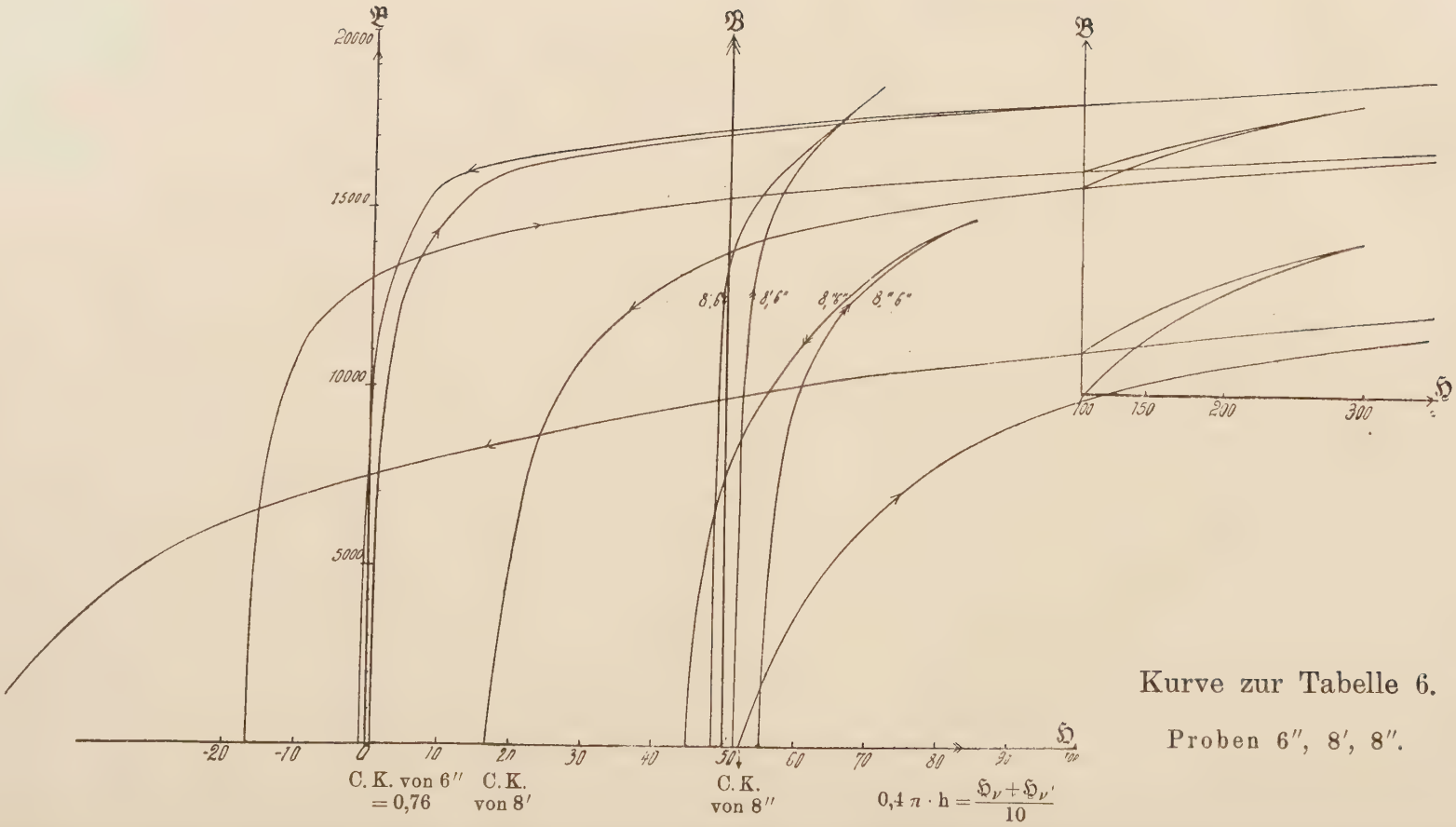
und auf ein $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Koordinatensystem bezogen, dessen Anfangspunkt in 0″ verlegt wurde. Aus der Richtung der Pfeile läßt sich ohne weiteres ersehen, ob der betreffende Zweig der $\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_{\nu'}$, $\mathfrak{B}$-Kurve sich auf den auf- oder absteigenden Zweig der Kurve bezieht).

Aus dem Verlauf der $h, \mathfrak{B}$-Kurven ist leicht zu ersehen, daß diese Kurven sich in zwei Gruppen einteilen lassen. Zur ersten Gruppe sollen die Kurven gehören, die den Fällen entsprechen, wo die Koerzitivkraft der Sockel kleiner ist als die Koerzitivkraft des Probestabes. Als Beispiel hierzu können die Kombinationen 8″, 6″ und 8′, 6″ dienen.

In diesen Fällen liegt für nicht zu große Werte von $\mathfrak{B}$ der aufsteigende Ast (der dem aufsteigenden Aste der Hysteresiskurve entspricht) der $h, \mathfrak{B}$-Kurve rechts vom absteigenden Aste derselben Kurve.

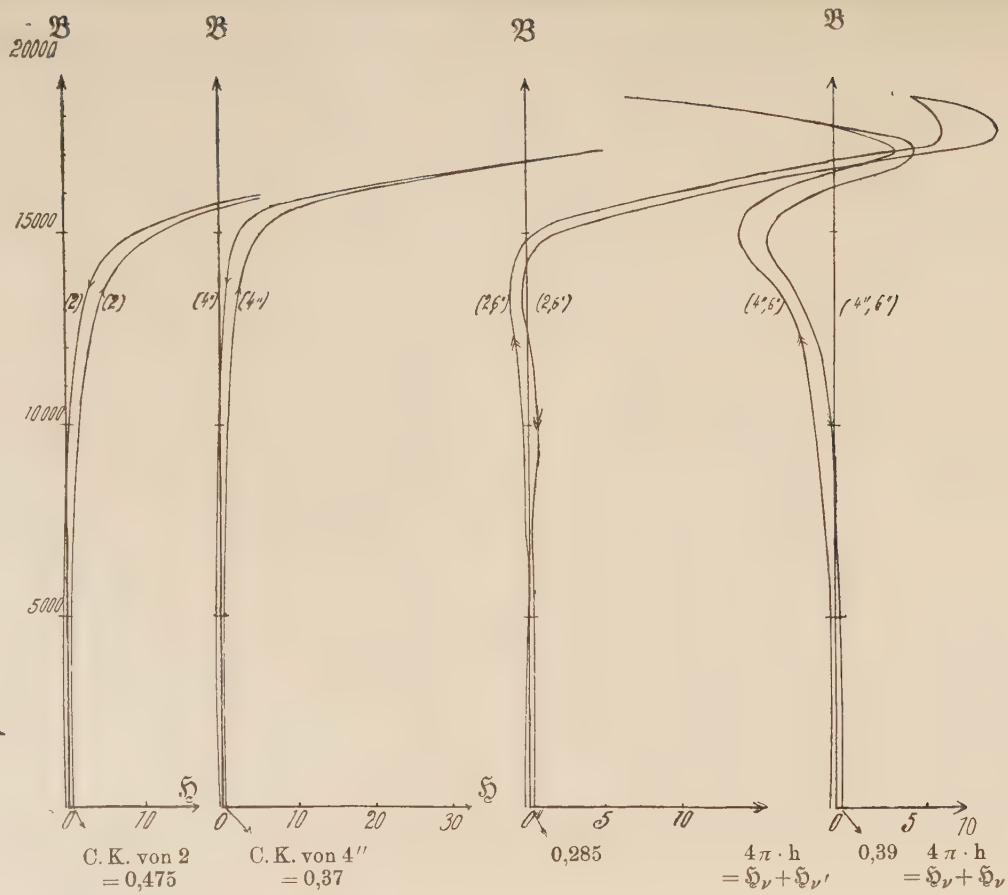
Zur zweiten Gruppe werden wir die $h, \mathfrak{B}$-Kurven rechnen, die den Fällen entsprechen, wo die Koerzitivkraft der Sockel größer ist als die Koerzitivkraft des Probestabes (Kombinationen 4″, 6″ und 2, 6″). In diesen Fällen liegt für nicht zu große Werte von $\mathfrak{B}$ der aufsteigende Ast der Kurve links vom absteigenden Aste der Kurve.

Die Kurven beider Gruppen unterscheiden sich demnach voneinander durch die Lage der auf- und absteigenden Äste der Kurven relativ zu einander und auch (für kleine Werte von $\mathfrak{B}$) relativ zur $\mathfrak{B}$-Achse.



Kurve zur Tabelle 6.

Proben 6", 8', 8".



Kurve zur Tabelle 7.

Tabelle 8.

$\mathfrak{B}$	Kombination (6″, Luft)	
	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_\nu'$ für den aufsteigenden Ast	$\mathfrak{H}_\nu + \mathfrak{H}_\nu'$ für den absteigenden Ast
0	+ 0,76	— 0,76
1400	— 1400	— 1400
3700	— 3700	— 3700
5600	— 5600	— 5600
7100	—	—
9000	—	—
11250	—	—

Im weiteren Verlaufe der $h\mathfrak{B}$-Kurve und zwar für höhere Werte von $\mathfrak{B}$ treffen sich die beiden Äste der $h\mathfrak{B}$-Kurven, um in gewissen Fällen (siehe z. B. die Kombination 8″, 6″ der Gruppe 1) für noch höhere Werte von $\mathfrak{B}$ ihre Lage relativ zueinander zu wechseln.

Wenn wir in erster Näherung annehmen wollen, daß der Verlauf der Scherungskurve der Wage für einen bestimmten Probestab (die Scherungskurve der Wage gibt uns bekanntlich $\delta\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_{\text{magnetometrisch}} - \mathfrak{H}_{\text{Wage}}$ als Funktion von $\mathfrak{B}$) durch die an der Grenze Probestab-Sockel flächenhaft (mit der Dichte h) verteilten magnetischen Massen bedingt ist, dann haben wir zu erwarten, daß der Verlauf der $\delta\mathfrak{H}, \mathfrak{B}$-Kurve dem Verlaufe der $h, \mathfrak{B}$-Kurve ähnlich sein wird.

Wir haben demnach zu erwarten, daß für Probestäbe, für die die Koerzitivkraft größer ist als die Koerzitivkraft der Sockel, für nicht zu große Werte von $\mathfrak{B}$ der aufsteigende Ast der Scherungskurve rechts vom absteigenden Aste derselben Scherungskurve verlaufen wird (Gruppe 1), und daß für die Fälle, wo die $\text{C. K.}_{\text{Probestab}} < \text{C. K.}_{\text{Sockel}}$ ist, für nicht zu große Werte der Induktion $\mathfrak{B}$ der aufsteigende Ast der Scherungskurve links des absteigenden Astes derselben Scherungskurve verläuft (Gruppe 2).

Im Bosscha-Laboratorium, in dem ich mit der magnetischen Wage gearbeitet habe, standen mir 2 Stäbe zur Verfügung, für die auch magnetometrisch aufgenommene Hysteresiskurven vorhanden waren. Das waren die Stäbe: P. T. R. II, 198 (ausgeglühter Stahlguß) und P. T. R. II, 200 (ungehärteter Wolframstahl).

Tabelle 9.

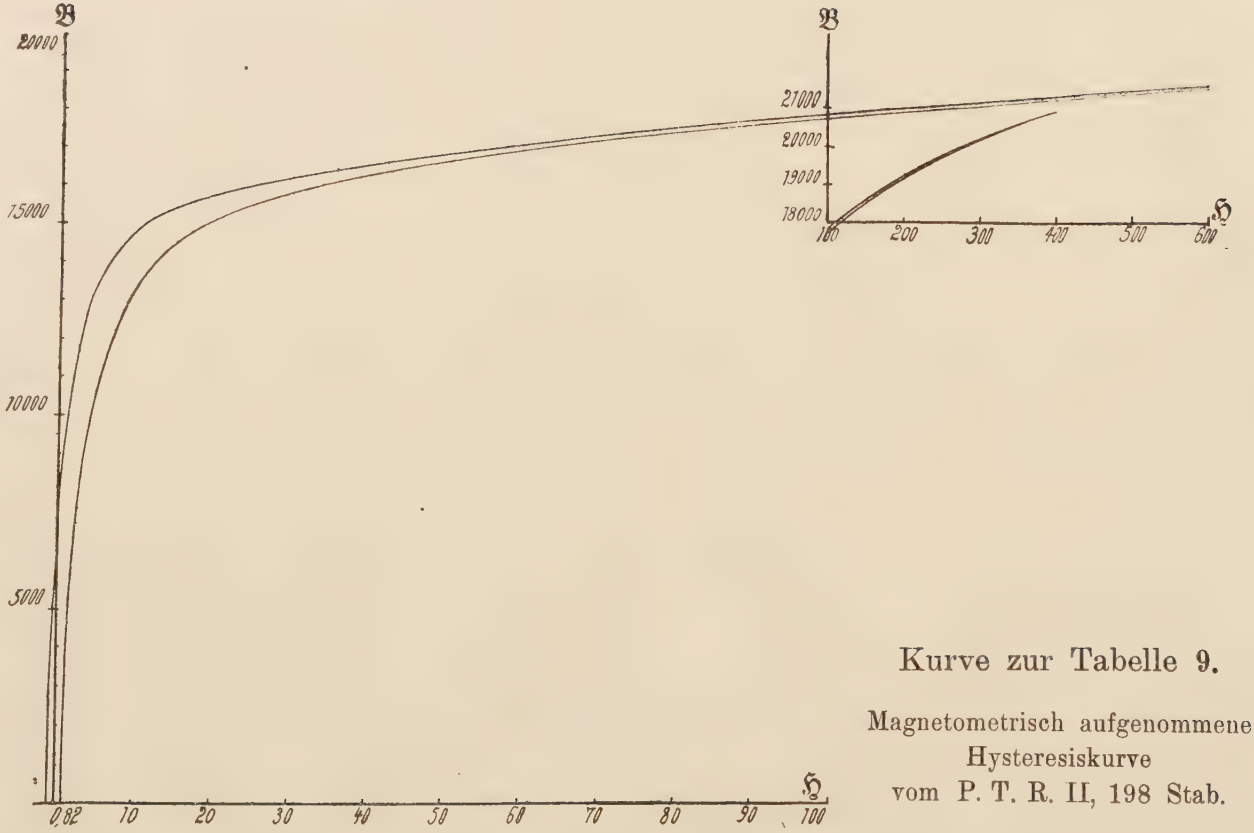
Punkte der Hysteresiskurve für den Stab P. T. R. II, 198 (Länge 8 π) und Scherungskurve der Wage für denselben Stab. Spule aus Emailledraht (5 Lagen).

Abl. Amp.	$\mathfrak{H}$	Die Hysteresiskurve				Die Scherungskurve			
		$\mathfrak{B}$mittel (Mittelwert aus 6 Beobachtungen)		$\mathfrak{B}$korrigiert = $\mathfrak{B}$mittel — 2,5 $\mathfrak{H}$		Der aufsteigende Ast		Der absteigende Ast	
						$\mathfrak{B}$	$\delta\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	$\delta\mathfrak{H}$
			1,20		1,20	0	−0,26	0	+0,26
10,1	0,5	—	2800	—	2800	5000	−1,5	5000	−0,6
0	0	—	4675	—	4675	10000	−2,7	10000	−1,8
40	2	2820	8605	2825	8600	11000	−3,1	11000	−2,2
60	3	5270	9940	5260	9930	12000	−3,65	12000	−2,45
80	4	6970	11020	6960	11010	13000	−4,5	13000	−2,6
100	5	8245	11890	8230	11875	14000	−5,7	14000	−3,3
140	7	10080	13100	10060	13080	15000	−7,2	15000	−4,2
20,1	10	11865	14130	11840	14105	16000	−9,2	16000	−3,1
30	15	13470	14995	13430	14955	17000	−10,5	17000	−0,1
50,1	25	14945	15870	14880	15805	18000	−11	18000	−1,5
70	35	15700	16370	15610	16280	19000	−10	19000	−8
100	50	16395	16900	16270	16775	19500	−10	19500	−10
150	75	17190	17560	17000	17370				
20,1	100	17790	18095	17540	17845				
25	125	18315	18535	18000	18220				
30	150	18765	18960	18390	18585				
40	200	19530	19660	19030	19160				
50,1	250	20225	20280	19600	19655				
Ω 60	Ω 300	Ω		Ω					

Beim Sprung der Magnetisierungsfeldstärke von 0 ⟶ ± 150 Gauß war die Einstellung der Wage 19125 Gauß.

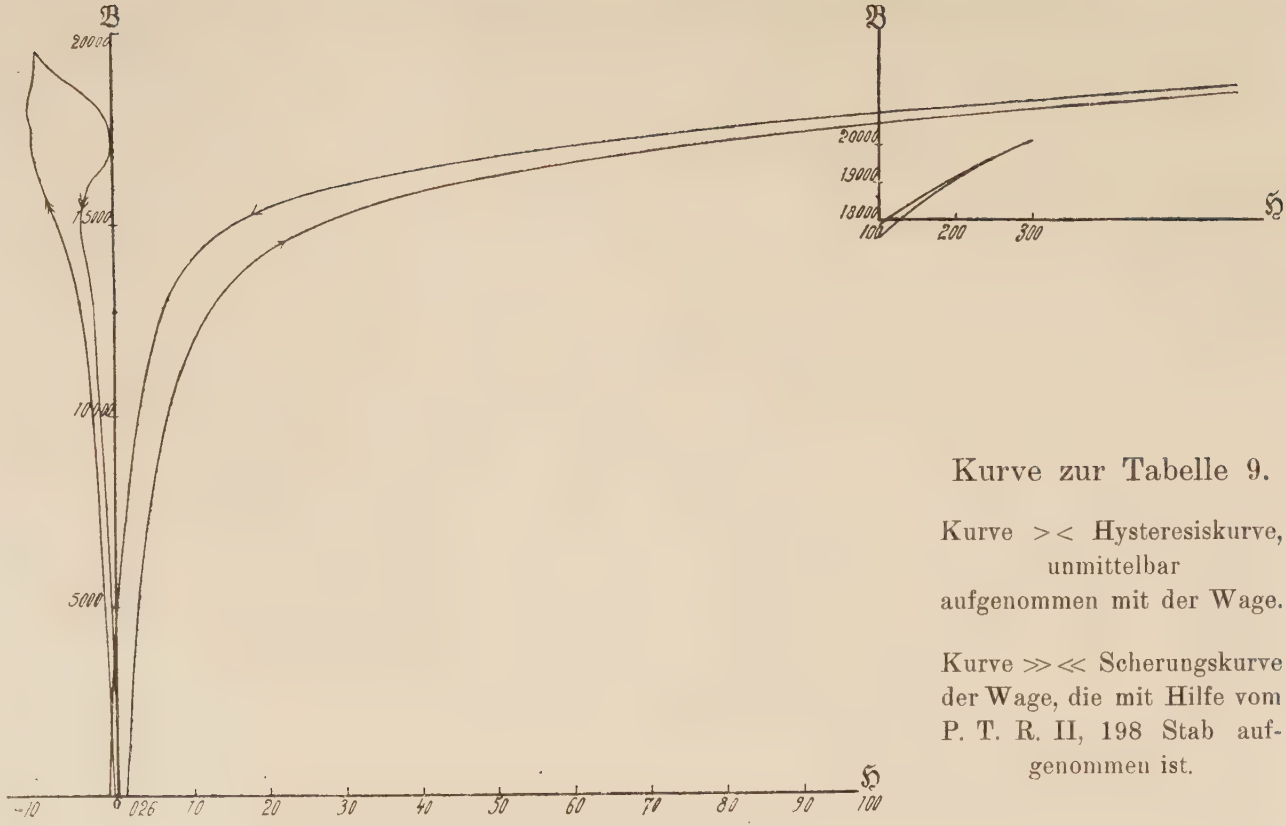
Die Bestimmung der Scherungskurven der Wage (meistenteils habe ich mit der Wage Nr. 062808 gearbeitet) konnte demnach nur für diese zwei Stäbe vorgenommen werden.

Es wurden mit Hilfe der Wage die Hysteresisschleifen für die beiden Probestäbe aufgenommen (die Resultate der einzelnen Aufnahmen



Kurve zur Tabelle 9.

Magnetometrisch aufgenommene
Hysteresiskurve
vom P. T. R. II, 198 Stab.



Kurve zur Tabelle 9.

Kurve >< Hysteresiskurve, unmittelbar aufgenommen mit der Wage.

Kurve ≫≪ Scherungskurve der Wage, die mit Hilfe vom P. T. R. II, 198 Stab aufgenommen ist.

Tabelle 10.

Punkte der Hysteresiskurve für den Stab P. T. R. II, 200 (Länge $8\,\pi$) und Scherungskurve der Wage für denselben Stab.

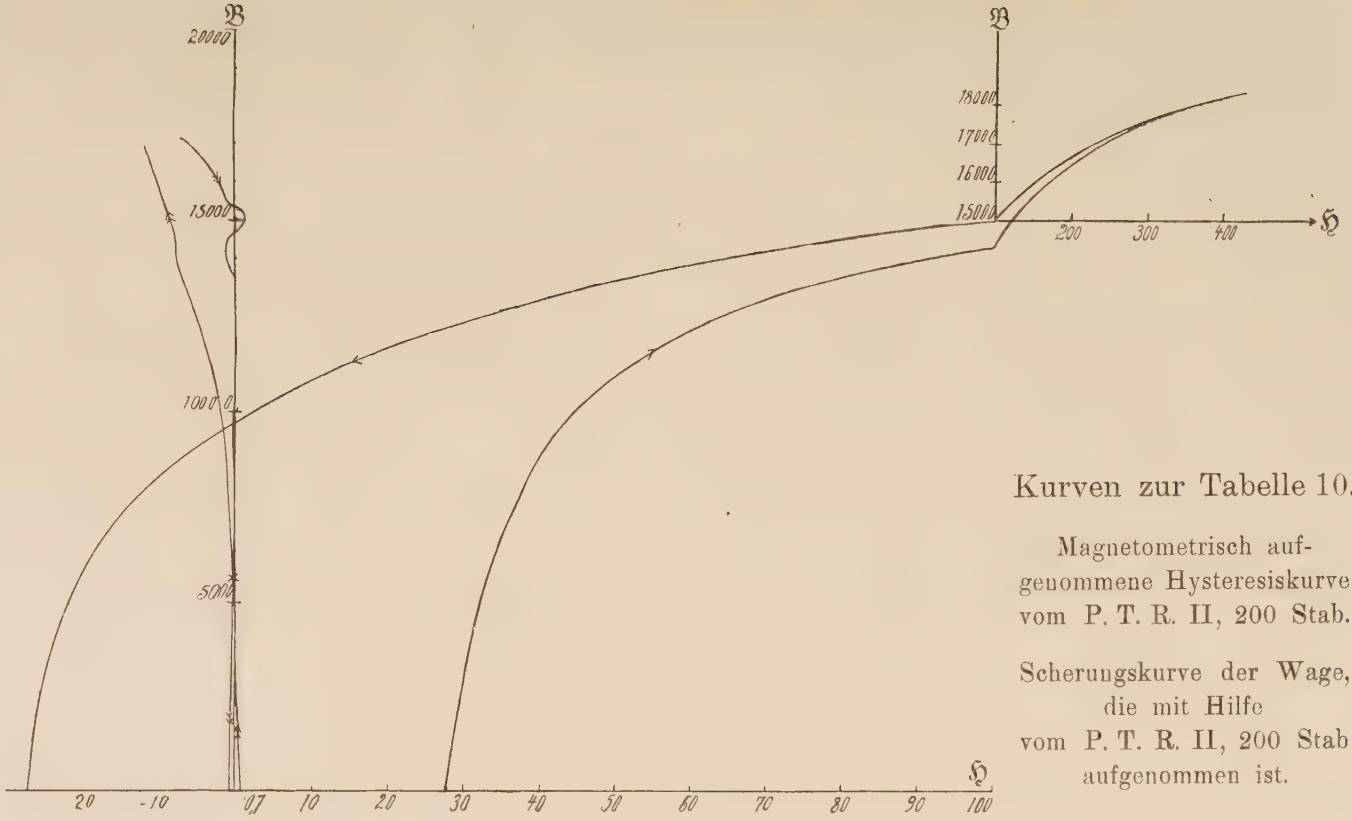
Abl. Amp.	$\mathfrak{H}$	Hysterisiskurve				Scherungskurve			
		$\mathfrak{B}_{mittel}$ (Mittelwert aus 6 Beobachtungen)		$\mathfrak{B}_{korrigiert} = \mathfrak{B}_{mittel} - 2{,}5\,\mathfrak{H}$		Aufsteigender Ast		Absteigender Ast	
						$\mathfrak{B}$	$\delta\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	$\delta\mathfrak{H}$
			27,0		27,0	0	+0,7	0	−0,7
40	20	—	5590	—	5640	6385	−0,35	5640	−0,4
30	15	—	7130	—	7170	8415	−1,1	7165	−0,2
20,1	10	—	8205	—	8230	10575	−2,4	8275	−0,1
0	0	—	9715	—	9715	12900	−5,8	9710	−0,5
30	15	—	11305	—	11265	14075	−7,8	11265	−0,1
70	35	6475	12710	6385	12620	14870	−8,3	12620	−0,1
80	40	8515	13020	8415	12920	15475	−9,5	12920	−0,1
100	50	10700	13530	10575	13405	16970	−12	13405	0
150	75	13090	14540	12900	14350			14350	−1,3
20,1	100	14325	15290	14075	15040			15040	+1,5
25	125	15180	15885	14865	15570			15565	−1,2
30	150	15850	16380	15475	16005			16005	−2
50	250	17595	17790	16970	17165			17160	−7
60	300	Ω	Ω						

Beim Sprung der Magnetisierungsfeldstärke von $0 \longrightarrow \pm 150$ Gauß war die Einstellung der Wage 16270 Gauß.

Korrigiert $(-2{,}5\,\mathfrak{H}) = 15895$ Gauß.

sind aus der Tabelle 9 und den ihnen entsprechenden Kurven zu ersehen), und dann wurden diese Hysteresisschleifen mit den magnetometrisch aufgenommenen Schleifen verglichen. Es wurden für jeden Wert der Induktion $\mathfrak{B}$ die Größen $\delta\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_{Magnetometer} - \mathfrak{H}_{Wage}$ gebildet, und so konnte man für den auf- und absteigenden Ast der mit Hilfe der Wage aufgenommenen Hysteresisschleife die Scherungskurve $\delta\mathfrak{H}, \mathfrak{B}$ aufstellen.

Um aus der Scherungskurve und aus der mit Hilfe der Wage aufgenommenen Hysteresisschleife die magnetometrisch gefundene Hysteresisschleife zu konstruieren, brauchen wir nur die erste



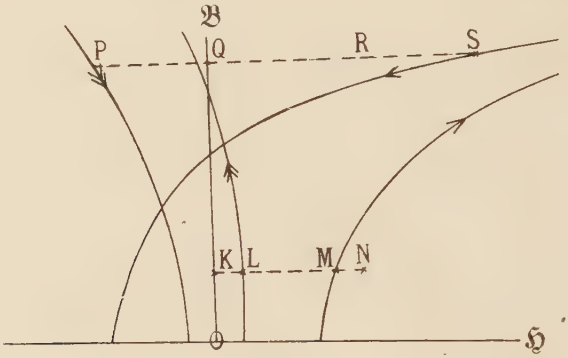
Kurven zur Tabelle 10.

Magnetometrisch aufgenommene Hysteresiskurve vom P. T. R. II, 200 Stab.

Scherungskurve der Wage, die mit Hilfe vom P. T. R. II, 200 Stab aufgenommen ist.

Hysteresisschleife entsprechend der Scherungskurve zu scheren, das heißt, für einen gewissen Wert der Induktion $\mathfrak{B}$ den sich aus der (Hysteresiskurve)$_{\text{Wage}}$ ergebenden Wert von $\mathfrak{H}$ von dem entsprechenden Punkte der Scherungskurve (der Punkt muß demselben Werte der Induktion $\mathfrak{B}$ entsprechen und auch auf dem entsprechenden Aste der Scherungskurve liegen) aufzutragen, dieselbe Operation für verschiedene Werte der Induktion durchzuführen und die auf diesem Wege erhaltenen Punkte miteinander mit Hilfe einer kontinuierlichen Kurve zu verbinden.

Es sei z. B. die Kurve mit einem Pfeil die (Hysteresisschleife)$_{\text{Wage}}$ und die Kurve mit zwei Pfeilen die Scherungskurve.



Figur 14.

Wenn $KM = LN$ ist, dann entspricht dem Punkt M des aufsteigenden Astes der (Hysteresiskurve)$_{\text{Wage}}$ der Punkt N der (Hysteresiskurve)$_{\text{Magnetometer}}$.

Wenn $QS = PR$ ist, dann entspricht dem Punkte S des absteigenden Astes der (Hysteresiskurve)$_{\text{Wage}}$ der Punkt R des absteigenden Astes der (Hysteresiskurve)$_{\text{Magnetometer}}$.

Die Scherungskurve der Wage für die Stäbe P. T. R. II, 198 und P. T. R. II, 200 sind keinesfalls miteinander identisch: sie unterscheiden sich voneinander in demselben Grade, wie die $h\mathfrak{B}$-Kurven der Gruppe II sich von den $h\mathfrak{B}$-Kurven der Gruppe I unterscheiden.

Der Stab P. T. R. II, 198 hat eine im Vergleich zu P. T. R. II, 200 sehr kleine Koerzitivkraft. Die Koerzitivkraft der Sockel der Wage liegt offenbar zwischen den Werten der Koerzitivkraft, die für die beiden Stäbe sich ergeben haben.

Nehmen wir das an, dann bestätigt der Verlauf der beiden Scherungskurven in vollem Maße die allgemeinen Betrachtungen, durch die wir das Zustandekommen einer Scherungskurve uns klar zu machen versuchten. Für die härtere Probe (P. T. R. II, 200) verläuft für nicht zu große Werte der Induktion $\mathfrak{B}$ (in unserem Falle bis $\mathfrak{B} = 5650$) der aufsteigende Ast der Scherungskurve rechts vom absteigenden Aste derselben Kurve, und für die weichere Probe (P. T. R. II, 198) verläuft der aufsteigende Ast der Kurve links vom absteigenden Aste derselben Kurve.

Die beiden Äste der Scherungskurve für den Stab P. T. R. II, 200 schneiden sich bei einem bestimmten Werte der Induktion $\mathfrak{B}$ (bei $\mathfrak{B} = 5650$) in einem Punkte. Für noch größere Werte von $\mathfrak{B}$ ist der relative Verlauf der beiden Äste der Scherungskurve der umgekehrte im Vergleich mit dem, der für Werte von $\mathfrak{B}$ stattfindet, die kleiner als 5650 sind.

Wenn wir den allgemeinen Verlauf der von uns aufgestellten Scherungskurven mit den den Gruppen I und II entsprechenden $h\mathfrak{B}$-Kurven vergleichen, so fällt die deutliche Verschiebung der den höheren Werten von $\mathfrak{B}$ entsprechenden Teile der Scherungskurven nach links im Vergleich mit dem Verlauf der demselben Werte von $\mathfrak{B}$ entsprechenden $h\mathfrak{B}$-Kurven.

Diesen Unterschied können wir uns aber sehr leicht erklären, ohne die von uns vermutete Verwandtschaft zwischen den $h\mathfrak{B}$-Kurven und den denselben Proben entsprechenden Scherungskurven aufgeben zu müssen.

Der abweichende Verlauf der Scherungskurven für höhere Werte von $\mathfrak{B}$ läßt sich leicht erklären, wenn wir die für große Werte von $\mathfrak{H}$ mit zunehmenden Werten von $\mathfrak{H}$ zunehmende prozentuale Streuung der Wage dafür verantwortlich machen.

Bei größeren Werten von $\mathfrak{H}$ wird die Permeabilität der zu untersuchenden Substanz umso kleiner, je größer der durch den Probestab durchgeschickte Induktionsfluß ist. Dadurch wächst die prozentuale Streuung der Wage. Es wird der durch die Schlitze der Wage durchgeschickte Induktionsfluß prozentual kleiner im Vergleich mit dem Induktionsfluß, der durch die Mitte des Probestabes hindurchgeschickt wird. Da aber bei der Konstruktion der für das Material des Probestabes charakteristischen Hysteresiskurve der durch die Mitte des Probestabes hindurchgeschickte Induktionsfluß maßgebend ist, und an der Wage der durch die Schlitze hindurchgeschickte

Induktionsfluß gemessen wird, so ist klar, daß mit zunehmender prozentualer Streuung der Wage die Hysteresisschleife zur $\mathfrak{H}$-Achse heruntergedrückt wird. Eine solche Änderung im Verlaufe der Hysteresiskurve äußert sich im Verlaufe der Scherungskurve dadurch, daß die entsprechenden Punkte der Scherungskurve in der Richtung der negativen $\mathfrak{H}$-Achse (nach links) verschoben werden.

Das ist anscheinend der Grund, der für höhere Werte von $\mathfrak{B}$ eine nach links stattfindende Ablenkung der Scherungskurven hervorruft, wenn man den Verlauf der Scherungskurven mit dem Verlaufe der denselben Materialien entsprechenden $h\mathfrak{B}$-Kurven vergleicht.

Bis in die letzten Jahre hatte man alle möglichen Fehlerquellen in der Scherungskurve miteinbegriffen gehabt. Das $\delta\mathfrak{H}$ der Scherungskurve bestand aus einer algebraischen Summe von vielen Summanden, von denen jeder verschiedene Fehlerquellen zuzuschreiben waren.

Von solchen Scherungskurven kann man aber von vornherein nicht erwarten, daß sie nur von der Konstitution der Wage abhängig sind und von der Wahl der Substanz des Probestabes nicht abhängen.

Wenn wir aber im Gegenteil möglichst wenig Korrektionen der Scherung überlassen, indem wir bei der unmittelbaren Aufnahme der Hysteresisschleifen (durch zweckmäßige Kompensierung des Erdfeldes und durch passende Konstruktion der Magnetisierungsspule) und durch Berücksichtigung der prozentualen Streuung der Wage dafür sorgen, daß die von Fall zu Fall vorkommenden Fehlerquellen ihrer absoluten Größe nach möglichst klein gemacht werden, dann haben wir mehr Gründe zu erwarten, daß der Verlauf der Scherungskurve sich als praktisch unabhängig von dem zu untersuchenden Material erweisen und nur von den Eigenschaften der Wage abhängen werde.

Zur Zeit sind wir nicht imstande, die bei der Aufnahme einer Hysteresisschleife auftretenden Fehlerquellen derart zu eliminieren, daß die Scherungskurve sich als unabhängig vom Material des Probestabes erweist. Die von uns aufgestellten Scherungskurven für die P. T. R. II, 198- und P. T. R. II, 200-Stäbe sind nicht miteinander zu identifizieren, aber die Fehlerquellen, die wir bei der Aufnahme der Scherungskurve beseitigt haben, und auch die Korrektionen, die wir durch Rechnung an der $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Kurve vorgenommen hatten (indem wir z. B. 2,5 $\mathfrak{H}$ aus $\mathfrak{B}_{\text{Mittel}}$ abzogen), haben den Einfluß einiger bis jetzt unkontrollierbaren Fehlerquellen praktisch beseitigt.

In seiner Originalabhandlung über die magnetische Wage behauptet du Bois (siehe p. 16), daß in den von ihm beobachteten Fällen ein Unterschied zwischen den Scherungskurven für weicheres und härteres Material nicht zu konstatieren war.

Diese Behauptung wurde von mir mit Hilfe der von du Bois ursprünglich vorgeschlagenen doppelten Magnetisierungsspule und der von du Bois ursprünglich vorgeschlagenen Kompensation des Magnetfeldes der Erde nachgeprüft, und es hat sich gezeigt, daß für kleinere Werte der Induktion die Scherungskurven für die beiden Stäbe sich nicht wesentlich von einander unterscheiden, daß aber für höhere Werte der Induktion (etwa für $\mathfrak{B} > 13000$ Gauß) die Scherungskurven ganz wilde Gestalten annehmen, sehr stark nach links abgelenkt werden und sich voneinander stark unterscheiden.

Dieses Übereinstimmen der beiden Scherungskurven für harte und weiche Proben im Bereiche von $\mathfrak{B} = 0$ bis etwa $\mathfrak{B} = 13000$ Gauß kann man nur als Zufall betrachten, wo die ungenügende Kompensierung des Erdfeldes einerseits und die relativ große prozentuale Streuung der beiden Magnetisierungsspulen andererseits die Scherungskurve für die beiden Probestäbe derart verzerrten, daß die beiden Scherungskurven mit einer gewissen Näherung miteinander identifiziert werden konnten.

Daß diese Übereinstimmung der beiden Kurven einem Zufall zuzuschreiben ist, läßt sich auch aus einer Arbeit von A. Ebeling und E. Schmidt (siehe Zeitschrift für Instrumentenkunde. 1896, Heft 12, p. 358) ersehen, die mit einer magnetischen Wage gearbeitet haben, die ihrer Form nach (die ältere Form) von der von uns untersuchten Wage abwich.

Ebeling und Schmidt haben für verschiedene Proben verschiedene Scherungskurven erhalten.

Da die einzelnen für den Verlauf der Scherungskurven maßgebenden Faktoren den Herren Ebeling und Schmidt nicht bekannt waren, so haben sie, um diese Differenz zu erklären, angenommen, daß sie von Ungleichmäßigkeiten innerhalb der einzelnen Eisen- und Stahlsorten stammt, aus denen je ein Ellipsoid (für magnetometrische Messungen) und ein Probestab (für Messungen mit der Wage) gedreht wurden.

Andererseits versucht du Bois (siehe p. 11 seiner Originalabhandlung) den Unterschied im Verlaufe der Scherungskurven für weiche und harte Stahlsorten, die mit Hilfe einer älteren Wage

untersucht waren, auf den unzutreffenden Stromfaktor zurückzuführen, ohne diese Vermutung näher zu begründen.

Die Abweichungen, die im Verlaufe verschiedener Scherungskurven bis jetzt beobachtet waren, und auch die Übereinstimmungen im Verlaufe der einzelnen Scherungskurven (wie z. B. die von du Bois beobachteten) konnten zwar stets registriert werden, aber sie konnten so lange nicht gedeutet werden, bis man die Faktoren, die auf den Verlauf der Scherungskurven einen Einfluß ausüben, nicht im einzelnen kannte und über ihre relative Bedeutung nicht urteilen konnte.

Die Hopkinsonsche Theorie der magnetischen Kreise, deren Anwendung auf den magnetischen Kreis der Wage die Unabhängigkeit der Scherungskurve von der Wahl des Probestabes ergeben sollte, ist wegen der beträchtlichen prozentualen Streuung der Wage einerseits und der von 0 verschiedenen Remanenz und Koerzitivkraft der Proben und der einzelnen Teile der Wage andererseits in der Form, in der sie von du Bois angewendet wurde, im allgemeinen nicht anwendbar; außerdem sind die Folgerungen aus dieser Anwendung nicht so einfach zu deuten, wie es in der Originalabhandlung von du Bois geschieht.

Die „Scherungskurve der Wage“ hängt, wie wir gesehen haben, von den magnetischen Eigenschaften der Substanz ab, aus der der Probestab hergestellt ist.

Daß eine und dieselbe Scherungskurve zur Scherung verschiedener mit Hilfe der Wage aufgenommener Hysteresisschleifen nicht verwendet werden darf, davon kann man sich am besten überzeugen, wenn wir mit Hilfe der Scherungskurve, die für den Stab P. T. R. II, 198 und für die magnetische Wage Nr. 062808 aufgestellt ist, die Kurve für den CO_{34}-Stab scheren, der dem Bosscha-Laboratorium von Krupp zur Untersuchung geschickt wurde.

Da Ferrokobaltlegierungen bekanntlich für höhere Werte der magnetischen Feldstärke (z. B. im Bereiche von $\mathfrak{H} = 150$ Gauß) etwa um $25\,\%$ höhere Werte des Induktionsflusses als reines Eisen ergeben, so ist es von Interesse, die Aufnahme der diesen Legierungen entsprechenden Hysteresisschleifen etwas eingehender zu besprechen.

Wenn wir die mit Hilfe der Wage aufgenommene Kurve für den CO_{34}-Stab mit der Scherungskurve (P. T. R. II, 198) scheren, so erhalten wir eine ganz wild verlaufende Hysteresiskurve. Die beiden Äste der auf diesem Wege erhaltenen Hysteresiskurve schneiden sich mehrere Male untereinander, was in magnetometrisch aufgenommenen

Tabelle 11.

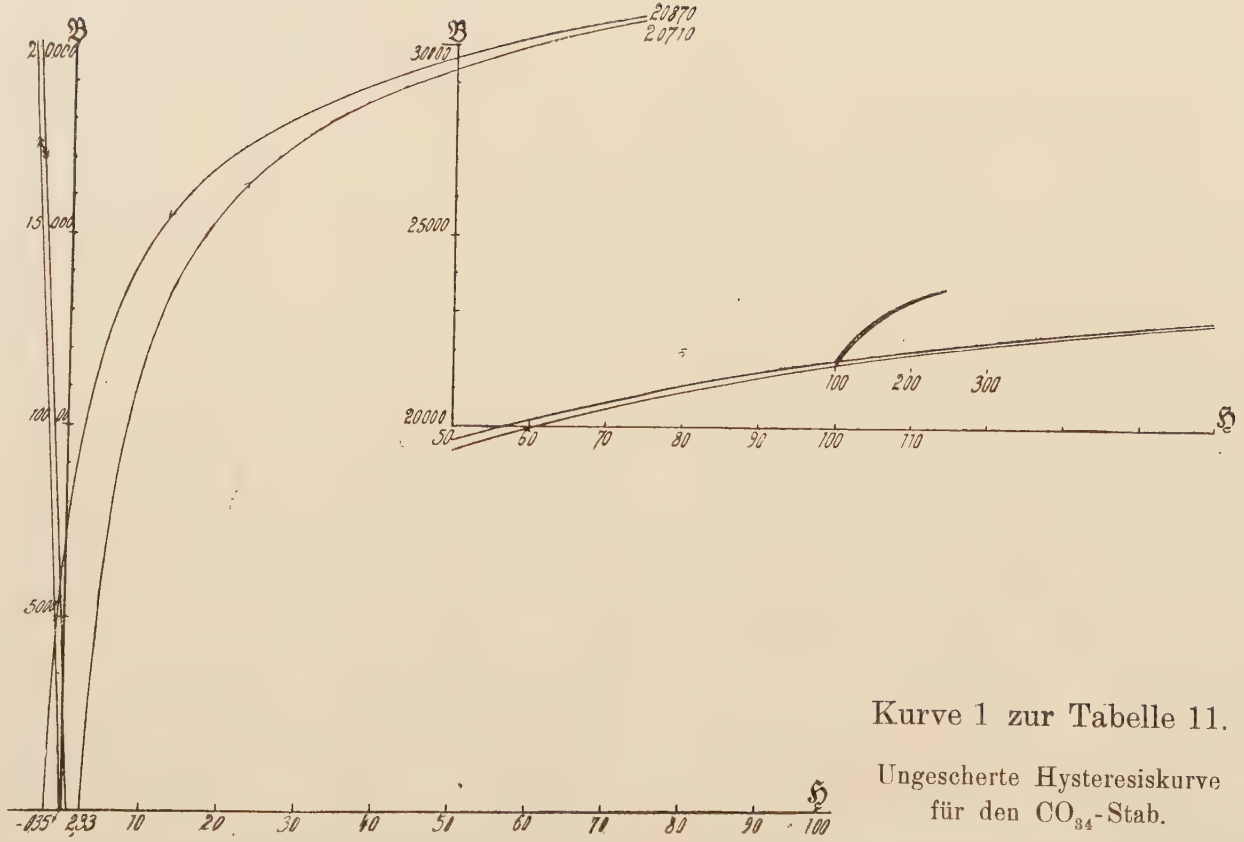
CO_{34}-Stab (8π cm lang, Querschnitt = 0,4976 qcm).
Emailledrahtspule 8π cm lang. 5 Lagen. Widerstand ca. 1 Ohm.

$\mathfrak{H}$	Die Hysteresiskurve				Die $\delta\mathfrak{H}$-Korrektionswerte, die gemäß der Scherungskurve für den P. T. R. II, 198-Stab (siehe Tabelle 9) sich ergeben würden, für die $\mathfrak{B}$-Werte der beiden Äste der Hysteresiskurve des CO_{34}-Stabes			
	$\mathfrak{B}$mittel		$\mathfrak{B}$korrigiert = $\mathfrak{B}$mittel — 2,5 $\mathfrak{H}$		$\mathfrak{B}$abst.	$\delta\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$aufst.	$\delta\mathfrak{H}$
		2,33		2,33			2,07	
0,5	—	6050	—	6050	—	—	6050	−1,3
0	—	7190	—	7190	—	—	7190	−1,2
2	−1490	9870	−1495	9865	−1495	−1,9	9865	+0,25
3	+2300	10806	+2290	10790	+2290	+2,2	10790	0,9
4	4730	11605	4720	11595	+4720	2,7	11595	1,7
5	6650	12295	6640	12280	6640	3,2	12280	2,6
7	9395	13385	9380	13370	9380	4,4	13370	4,2
10	11825	14630	11800	14605	11800	6,4	14605	6,0
15	14240	15990	14200	15950	14200	8,7	15950	11,7
25	16755	17665	16690	17600	16690	14,8	17600	24,5
35	18200	18690	18110	18600	18110	24,0	18600	29,7
50	19465	19780	19340	19655	19340	40,0	19655	40
75	20900	21060	20710	20870	20710	65	20870	65
100	21900	21980	21650	21730	21650	90	21730	90
125	22605	22675	22290	22360	22290	115	22360	115
150	23150	23200	22775	22825	22775	140	22825	140
200	23850	23870	23350	23370	23350	190	23370	190
250	24270	24270	23645	23645	24645	240	23645	240

Beim Sprung der Magnetisierungsfeldstärke von $0 \longrightarrow \pm 150$ Gauß ergab sich als Einstellung der Wage: $\mathfrak{B} = 23620$ Gauß.
$\mathfrak{B}_{\text{korrigiert}} = 23245$ Gauß.

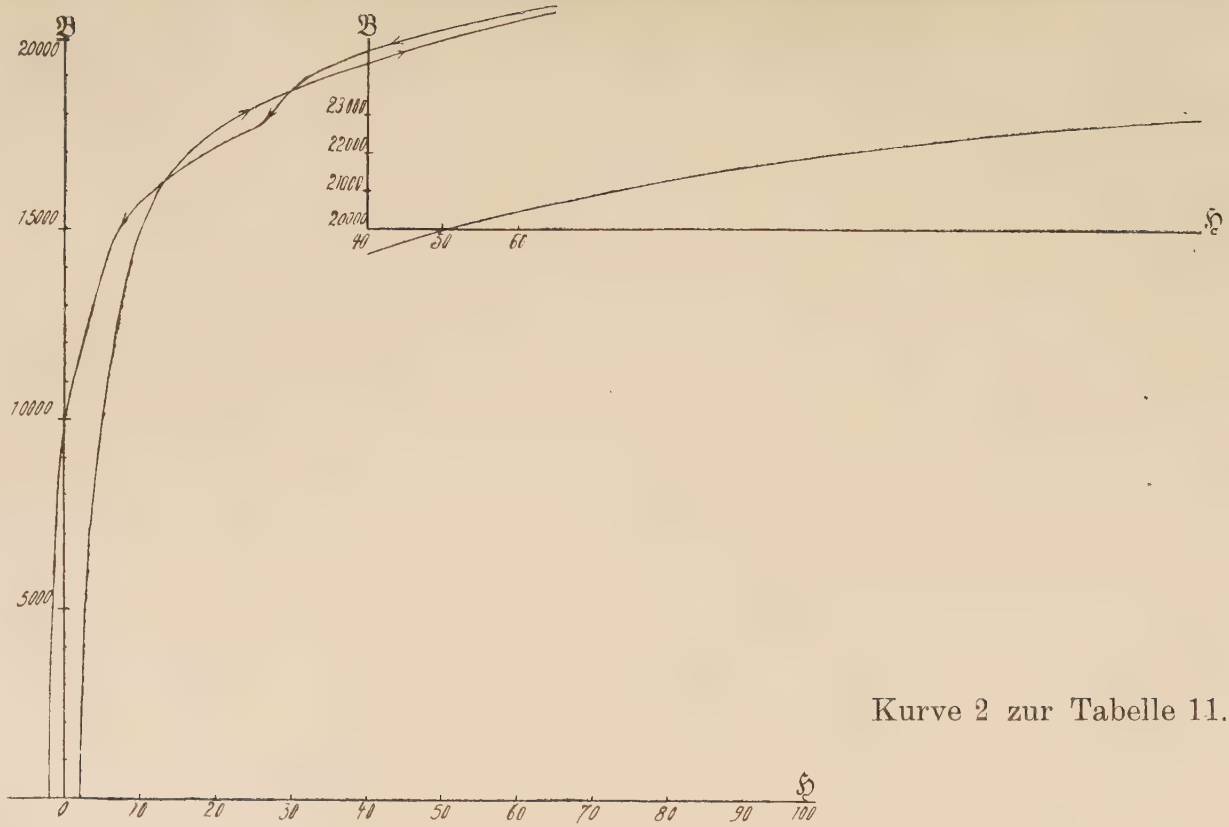
Kurven noch nie beobachtet wurde und demnach auf eine unzulängliche Scherung schließen läßt. Der Verlauf dieser Kurve ist aus der Kurve 2, die der Tabelle 11 entspricht, ersichtlich.

Um für den CO_{34}-Stab die Scherungskurve aufzustellen, müßten wir eigentlich aus dem CO_{34}-Material ein Ellipsoid drehen und für dieses Ellipsoid eine magnetometrische Kurve aufnehmen. Dazu hatte



Kurve 1 zur Tabelle 11.

Ungescherte Hysteresiskurve für den CO_{34}-Stab.



Kurve 2 zur Tabelle 11.

ich aber keine Gelegenheit und deshalb war ich gezwungen, für die Scherung der CO_{34}-Kurve eine Kompromißscherungskurve zu verwenden.

Bei der Aufstellung dieser Kompromißkurve wurde folgendermaßen verfahren: es wurde in der P. T. R. magnetometrisch die Koerzitivkraft des CO_{34}-Stabes bestimmt (sie wurde $= 1{,}98$ gefunden) und durch Vergleich mit den entsprechenden Messungen mit der Wage die Scherung der Koerzitivkraft ermittelt.

Durch die beiden auf diesem Wege gefundenen Punkte der Scherungskurve wurden unter derselben Neigung zur $\mathfrak{B}$-Achse, wie für die P. T. R. II, 198-Scherungskurve, zwei einander parallele Geraden gezogen, die auch weiter in das Gebiet der höheren $\mathfrak{B}$-Werte fortgesetzt wurden.

Auf diese Weise wurden die beiden Äste für die CO_{34}-Kompromißscherungslinie konstruiert.

Da wir die Koerzitivkraft magnetometrisch nur für den CO_{34}-Stab bestimmt hatten und für die zwei anderen Ferrokobaltstäbe, die von mir auch untersucht wurden, die magnetometrisch bestimmten Werte der Koerzitivkraft unbekannt waren, so habe ich faute de mieux auch für die Stäbe CO_{10} und CO_{20} dieselbe Scherung der Koerzitivkraft und demnach auch dieselbe Kompromißscherungskurve angenommen.

Der Verlauf der den drei von mir untersuchten Ferrokobaltlegierungen entsprechenden ungescherten Hysteresiskurven und der ihnen entsprechenden Kompromißscherungskurven ist aus den Kurven, die den Tabellen 11, 12 und 13 entsprechen, zu ersehen.

Die Ferrokobaltlegierungen sind selbst an sich sehr interessant, da sie in einem gewissen Bereich von magnetischen Feldstärken, der sich bis zu den größten Feldstärken erstreckt, ceteris paribus größere Induktionsflüsse ergeben, als es das reine Eisen tut.

Die ceteris paribus größten Induktionsflüsse beobachtet man bei Legierungen, die aus $34\,\%$ CO und $66\,\%$ Fe bestehen.

Der verhältnismäßig hohe Preis des Kobalts verhindert zur Zeit, daß man die Ferrokobaltlegierungen bei der Konstruktion der alltäglichen Dynamomaschinen verwendet.

In den Fällen, wie z. B. bei Flugzeugen und Automobilen mit elektrischem Betrieb, wo es auf ein möglichst geringes Gewicht der einzelnen Bestandteile ankommt, ist es von nicht zu unterschätzender praktischer Bedeutung, bei der Konstruktion eines mit dem Flugzeuge oder Automobil mitbewegten Dynamo FeCO-Legierungen zu verwenden.

Tabelle 12.

CO_{20}-Stab (8π cm lang, Querschnitt = 0,4976 qcm). Emailledrahtspule 8π cm lang. 5 Lagen. Widerstand ca. 1 Ohm.

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}_{korrig.} = \mathfrak{B}_{mittel} - 2{,}5\,\mathfrak{H}$	
		3,7
0,5	—	6675
0	—	7155
2	−4540	8710
3	−2210	9335
4	+1265	9915
5	3430	10430
7	6570	11365
10	9125	12490
15	11480	13920
25	14125	15760
35	15670	16810
50	17055	17800
75	18375	18840
100	19210	19565
125	19845	20100
150	20355	20555
200	21220	21330
250	21920	21920

Beim Sprung der Magnetisierungsfeldstärke von 0 auf ±150 Gauß ergab sich die Einstellung der Wage:

$\mathfrak{B} = 21360$ Gauß.

$\mathfrak{B}_{korrig.} = 20985$ Gauß.

Tabelle 13.

CO_{10}-Stab (8π cm lang, Querschnitt = 0,4964 qcm). Emailledrahtspule 8π cm lang. 5 Lagen. Widerstand ca. 1 Ohm.

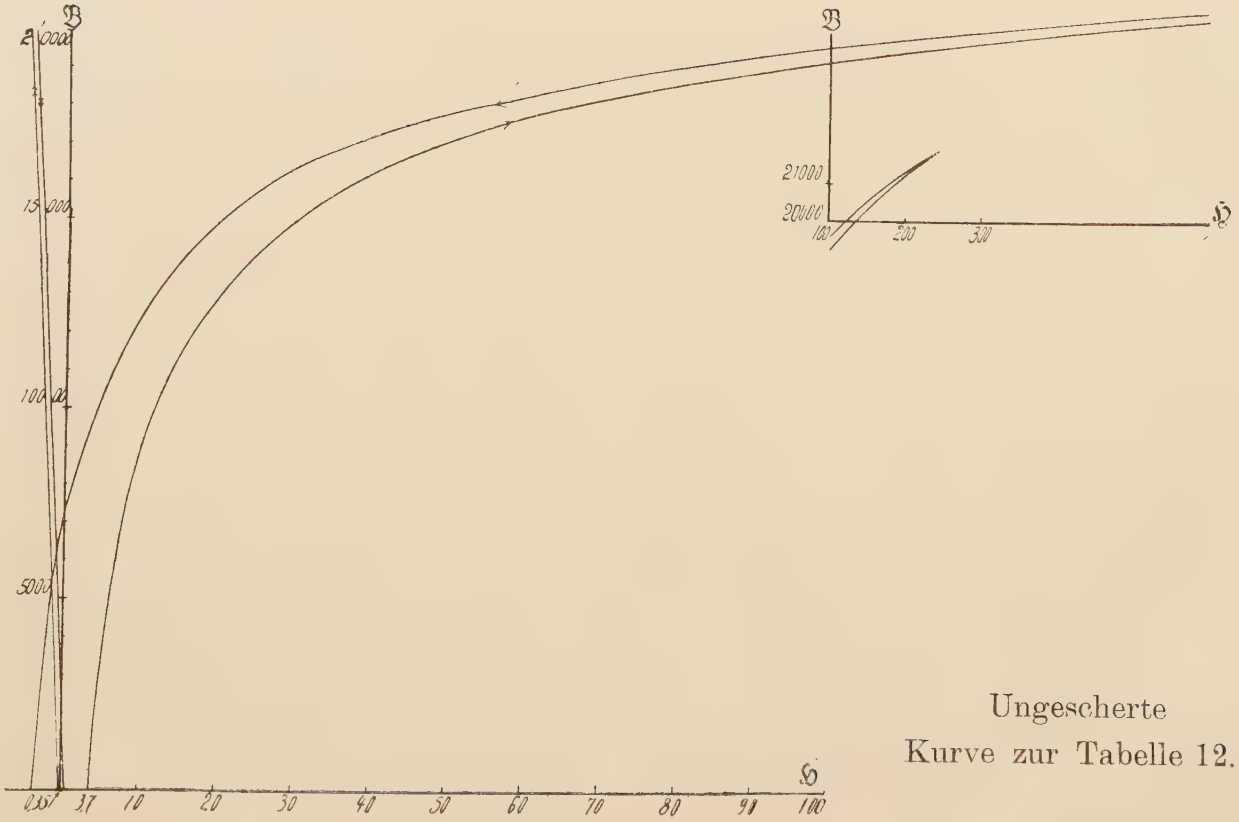
$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}_{korrig.} = \mathfrak{B}_{mittel} - 2{,}5\,\mathfrak{H}$	
		3,60
0,5	—	10160
0	—	10760
2	−6900	12940
3	−2910	13685
4	+1905	14255
5	5280	14730
7	9530	15400
10	12435	16000
15	14730	16580
25	16400	17250
35	17110	17670
50	17805	18185
75	18620	18880
100	19180	19375
125	19570	19735
150	19985	20080
200	20645	20700
250	21200	21200

Beim Sprung der Magnetisierungsfeldstärke von 0 auf ±150 Gauß ergab sich die Einstellung der Wage:

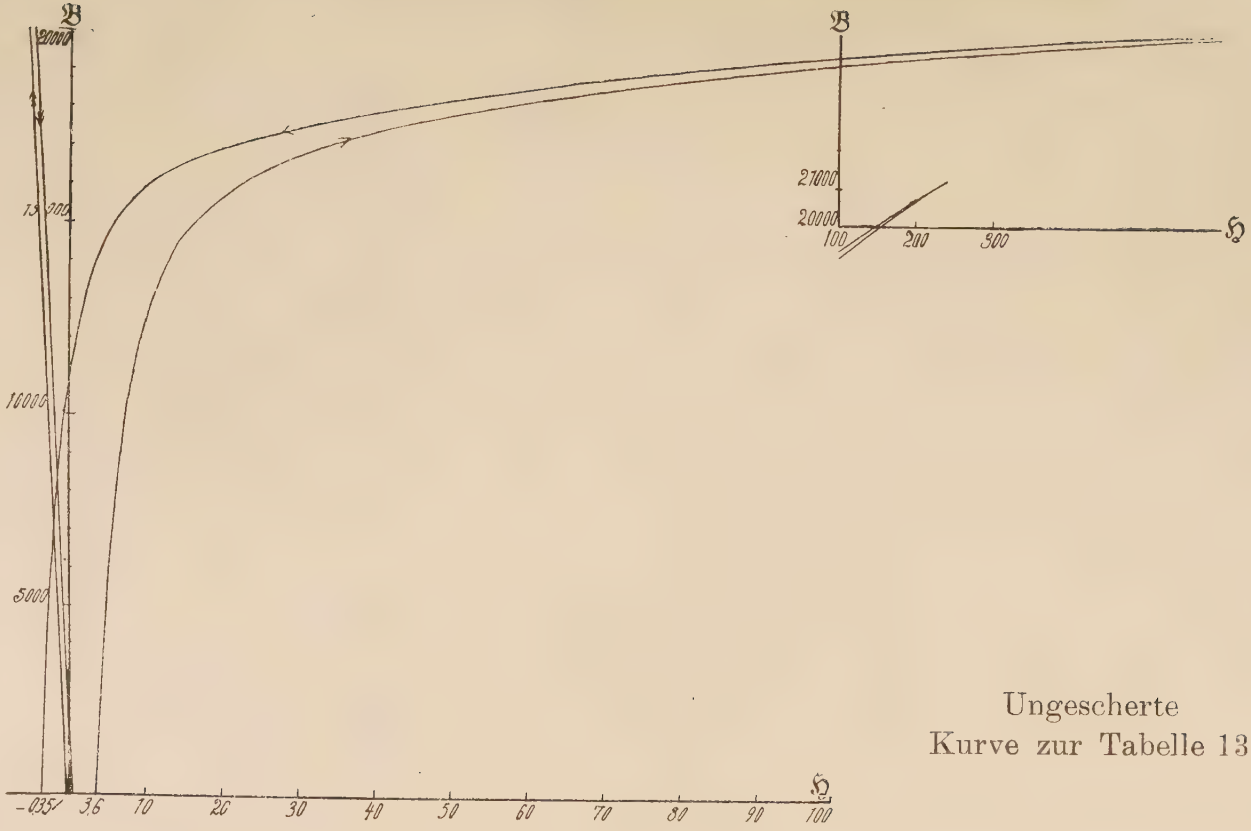
$\mathfrak{B} = 20890$ Gauß.

$\mathfrak{B}_{korrig.} = 20515$ Gauß.

Aus den drei Kurven für die CO_{10}-, CO_{20}- und CO_{34}-Stäbe sind die Eigenschaften der verschiedenen Ferrokobaltlegierungen am besten zu ersehen. Bei 10% und 20% CO-Zusatz zum Eisen ist das Anwachsen der Induktion nicht so bedeutend, wie es beim 34% CO-Zusatz der Fall ist.



Ungescherte
Kurve zur Tabelle 12.



Ungescherte
Kurve zur Tabelle 13.

Es scheint in diesem Falle eine chemische Verbindung zwischen Fe und CO zu entstehen und zwar mit dem Molekül Fe_2CO. Da das Atomgewicht von Fe 56 und von CO 59 ist, so würde die Fe_2CO-Legierung demnach einen Kobaltgehalt von 34,5 % zeigen müssen, der dem Kobaltgehalt des von mir untersuchten FeCO-Stabes sehr nahe kommt.

Außer den vier FeCO-Stäben, die das Bosscha-Laboratorium von Krupp zur Untersuchung erhalten hatte, habe ich eingehender noch vier Probestäbe untersucht, die während des Krieges in Holland gegossen sind und mir von Prof. du Bois zur Untersuchung geschickt wurden. Die Kurven für die Stäbe: N. S. U. (Dynamostahlguß), E. I. S. (Dynamostahlguß) und W. S. A. (Elektrolytstahlguß) sind mit Hilfe der P. T. R. II, 198-Scherungskurve (siehe Tabelle 9) geschert worden; dagegen die Kurve für den harten Probestab E. N. M. (glasharter Magnetstahl) wurde mit Hilfe der P. T. R. II, 200-Scherungskurve (siehe Tabelle 10[1]) geschert. Was den Scherungsprozeß selber betrifft, so ist er am besten aus den entsprechenden Tabellen (siehe Tabellen 2, 3, 4, 5) und an der Hand der entsprechenden Scherungskurven (siehe die Scherungskurven, die den Tabellen 9 und 10 entsprechen) zu ersehen.

Die Technik der Bearbeitung der mit Hilfe der Wage unmittelbar aufgenommenen $\mathfrak{B}\mathfrak{H}$-Werte der Hysteresisschleifen, die die Kurven zur Scherung vorbereiten sollen, ist aus denselben Tabellen auch leicht zu ersehen.

Einige Bemerkungen über das Nullwerden der Anziehungskraft zwischen den Schlitzflächen der magnetischen Wage.

Die Zugkraft, mit der sich je 1 qcm der die Schlitze begrenzenden Ebenen anziehen, ist im Falle der magnetischen Wage, wo die Magnetisierungsspule bloß um den Probestab und nicht um das Joch und die Sockel der Wage gewickelt ist (die Zugkraft $\frac{\mathfrak{H}^2}{8\pi}$ fällt demnach fort), laut Ewing, S. 234, gleich

$$Z = \frac{\mathfrak{B}^2 - \mathfrak{H}^2}{8\pi} \qquad (*)$$

oder, da $\mathfrak{B} = 4\pi J + \mathfrak{H}$ ist, so wird

$$Z = \frac{16\pi^2 J^2 + 8\pi \mathfrak{H} J}{8\pi} = 2\pi J^2 + \mathfrak{H} \cdot J. \qquad (**)$$

Hier sind $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{H}$ und J diejenigen Werte der Induktion, magnetischen Feldstärke und Intensität der Magnetisierung, die für das die Schlitze begrenzende Material gelten.

Für den Fall, daß $\mathfrak{B} = 0$ ist, ist $\mathfrak{H} = \text{C.K.}_{\text{Joch-Sockel}}$ und demnach laut (*)

$$Z = -\frac{(\text{C.K.})^2}{8\pi}.$$

Wir sehen daraus, daß, wenn $\mathfrak{B} = 0$ ist, Z für den Fall der Wage nicht gleich 0 ist, daß eine Zugkraft vorhanden ist, die zwar sehr klein (da $\mathfrak{B}$ im allgemeinen sehr groß ist im Vergleich mit $\mathfrak{H}$), aber doch von 0 verschieden ist.

Aus der Gleichung (*) sehen wir, daß Z für zwei Werte von $\mathfrak{H} = 0$ wird, und zwar für:

$$(1)\,\mathfrak{H} = +\mathfrak{B} \text{ und für } (2)\,\mathfrak{H} = -\mathfrak{B}. \qquad (***)$$

Da wir hier mit Substanzen (das Joch- und Sockel-Material) zu tun haben, die remanenten Magnetismus besitzen, so dürfen wir in (***) für kleine Werte von $\mathfrak{H}$ auch sogar annähernd nicht $\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H}$ setzen, wenn wir unter μ die aus der jungfräulichen Kurve ermittelte Permeabilität verstehen. Die Gleichungen (***) lassen sich nicht so leicht interpretieren, wie die ihnen äquivalenten Folgerungen aus der Gleichung (**).

Aus der Gleichung (**) sehen wir, daß $Z = 0$ wird, wenn

$$(1)\,J = 0, \text{ oder wenn } (2)\,J = -\frac{\mathfrak{H}}{2\pi} \text{ ist.} \qquad (****)$$

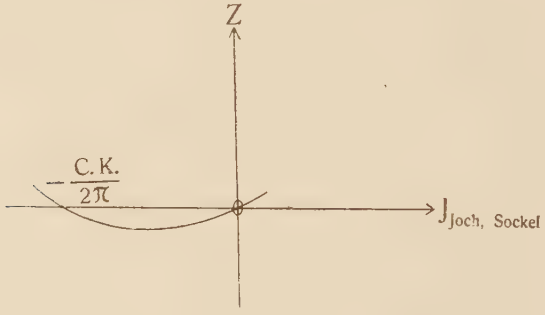
Das Nullwerden der Zugkraft zwischen den Schlitzebenen der Wage können wir uns jetzt an der Hand der gefundenen Beziehungen sehr leicht plausibel machen.

Im ersten Falle, wo die Zugkraft gleich 0 wird ($\mathfrak{H} = +\mathfrak{B}$ oder $J = 0$) geht durch die Schlitze ein $\mathfrak{H}$-Strom durch, aber da die magnetische Flächendichte in diesem Falle ($J = 0$) gleich 0 ist, so werden beide Komponenten ($2\pi J^2$ und $\mathfrak{H}J$) der Zugkraft Z in diesem Falle gleich 0.

Im zweiten Falle, wo die Zugkraft gleich 0 wird ($\mathfrak{H} = -\mathfrak{B}$ oder $J = -\frac{\mathfrak{H}}{2\pi}$), werden an den Schlitzebenen derartige Flächenbelegungen induziert, daß ihre gegenseitige Anziehung ($2\pi J^2$) durch die Wirkung des $\mathfrak{H}$-Feldes (diese Wirkung ist gleich $\mathfrak{H}J$) gerade aufgehoben wird.

Aus den Beziehungen (***) ist ohne weiteres ersichtlich, daß jedesmal, wo im Joch- bezw. Schlitzmaterial die magnetische Induktion der absoluten Größe nach gleich der entsprechenden magnetischen Feldstärke wird, die Zugkraft zwischen den Schlitzebenen der Wage gleich 0 wird.

Da $\mathfrak{B}_{\text{Joch-Sockel}}$ nur für solche Werte von $\mathfrak{H}_{\text{Joch-Sockel}}$, die in der unmittelbaren Nähe von der Koerzitivkraft des Joch- bezw. Sockelmaterials liegen, der absoluten Größe nach gleich $\mathfrak{H}_{\text{Joch-Sockel}}$ werden kann, so können wir in der ersten Näherung in den Gleichungen (****) $\mathfrak{H} = \text{C. K.}_{\text{Jock-Sockel}}$ setzen.



Figur 15.

Wir sehen dann, daß die Zugkraft Z für

$$(1)\, J = 0 \text{ und } (2)\, J = -\frac{\text{C. K.}}{2\pi}$$

verschwindet und daß Z im Bereiche der $\mathfrak{H}$-Werte, die zwischen $\mathfrak{H} = +\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H} = -\mathfrak{B}$ liegen, in erster Näherung [siehe (**)] in folgender Form ausgedrückt werden kann (siehe dazu Fig. 15):

$$Z = 2\pi J^2 + \text{C.K.} J.$$

Es ist daraus ersichtlich, daß zwischen $J = 0$ und $J = -\frac{\text{C.K.}}{2\pi}$ die Zugkraft zwischen den Sockeln und dem Joch negativ wird, d. h. daß die Anziehung zwischen Joch und Sockeln in diesem Bereiche in eine Abstoßung ausartet. Solche Abstoßungen zwischen Joch und Sockeln wurden von mir öfters beobachtet, wenn in den magnetischen Kreis der Wage ein harter Stahlstab eingeschaltet wurde. Herr Dr. M. Jona, der im Laboratorium von Siemens und Halske mit der magnetischen Wage viel gearbeitet hatte, konnte mir auf meine Anfrage bestätigen, dasselbe auch in seiner Praxis beobachtet zu haben.

Über die Aufnahme von Hysteresiskurven kurzer Stäbe (2π cm lang).

Es kommt vor, daß man die ferromagnetischen Eigenschaften einer Substanz zu untersuchen hat, die in solcher Form oder Quantität gegeben ist, daß man daraus keinen 8π cm langen Stab drehen kann. Es ist deswegen von Interesse, eine Methode auszuarbeiten, die uns ermöglicht, auch an der Hand von kürzeren Stäben die Hysteresisschleifen mit Hilfe der magnetischen Wage aufnehmen zu können.

Herr du Bois hat aus diesem Grunde vorgeschlagen, 2π cm lange Stäbe aus dem zu untersuchenden Material zu drehen und sie mit Hilfe von zwei konischen Verbindungsstücken aus weichem Eisen in den magnetischen Kreis der Wage einzuschalten. Der Querschnitt der Stäbe sollte derselbe bleiben wie für die 8π cm langen Stäbe (0,5 qcm).

Entsprechend der Länge der kurzen Stäbe wurde auch eine kurze Emailledrahtspule gewickelt, die genau ein Viertel der langen Emailledrahtspule ausmachte, so daß bei derselben Magnetisierungsstromstärke dieselbe Feldstärke im Inneren der Spule erzeugt wurde.

Die Aufgabe, die man in bezug auf die kurzen Stäbe zu lösen hat, ist folgende: man muß auf Grund der mit Hilfe der Wage an der Hand eines kurzen Stabes aufgenommenen Hysteresisschleife, durch eine geeignete Scherung dieser Kurve, die für das Material charakteristische Hysteresiskurve aufstellen.

Um eine solche Methode aufzustellen, habe ich versucht, denselben Weg einzuschlagen, den seinerzeit du Bois (siehe p. 19 und 20 der Originalabhandlung) eingeschlagen hatte. Man dreht aus einem Material, dessen Hysteresiskurve von vornherein schon bekannt ist, einen 2π cm langen Stab und nimmt mit Hilfe der Wage die Hysteresiskurve des 2π cm langen Probestabes auf, und dann sieht man zu, wie man aus der so aufgenommenen Hysteresisschleife die für das Material charakteristische (von vornherein bekannte) Hysteresisschleife erhält.

Es ist mir leider nicht gelungen, ein allgemein gültiges Rezept, nach dem aus der mit Hilfe der Wage aufgenommenen Hysteresiskurve eines 2π cm langen Stabes die für die Substanz des Probestabes charakteristische Hysteresiskurve erlangt wird, aufzustellen. Ich erlaube mir, auf die Einzelheiten der Frage etwas näher einzugehen.

ohne die Lösung der aufgeworfenen Frage angeben zu können, nur aus dem Grunde, da ich mich lange mit Messungen an kurzen Stäben beschäftigt habe und die Ergebnisse meiner Arbeit vielleicht von Interesse für zukünftige Messungen an kurzen Stäben sein könnten.

Wie ich schon seinerzeit betont habe, ist es im allgemeinen empfehlenswert, ehe man zur Aufstellung der „Scherungskurve der Wage“ schreitet, die aufgenommene Kurve noch vorher von allen bekannten Fehlerquellen zu befreien, um in die Scherungskurve nur diejenigen Korrektionen aufzunehmen, die sich einer quantitativen Schätzung vorher nicht unterwerfen lassen.

Wenn das in bezug auf die 8π cm langen Stäbe sich als wichtig erwiesen hat, so scheint es nach dem Verlauf der aufgenommenen Hysteresisschleifen in bezug auf die 2π cm langen Probestäbe noch im höherem Grade der Fall zu sein.

Wir wollen der Diskussion der für 2π cm lange Stäbe aufgenommenen Hysteresisschleifen einige allgemeine Betrachtungen vorausschicken.

Wenn wir anstatt der 8π cm langen Magnetisierungsspule eine 4mal kürzere, aber im übrigen gleich beschaffene Spule verwenden, und durch die kurze Spule dieselbe Stromstärke durchschicken wie durch die lange Spule, so wird die vom Magnetisierungsstrom erzeugte magnetomotorische Kraft $\int \mathfrak{H}_l dl$ ceteris paribus 4mal kleiner als für den Fall einer langen Spule. Aus diesem Grunde haben wir zu erwarten, daß der Induktionswert, der einer Feldstärke von z. B. 250 Gauß entspricht, im Falle der Magnetisierung mit Hilfe einer kurzen Spule kleiner ausfällt als im Falle der Magnetisierung mit Hilfe einer langen Spule.

Der von du Bois für den Fall 2π cm langer Stäbe und Magnetisierungsspulen angegebene Skalenfaktor 110 stimmt gut mit meiner Messung an dem P. T. R. II, 198-Probestabe überein, wenn man sich auf die höchsten von mir beobachteten Induktionswerte (die etwa bei 250 Gauß gemessen wurden) beschränkt. Für mittlere Werte von $\mathfrak{H}$ stimmt der von du Bois angegebene Skalenfaktor nicht mehr gut überein und für kleine Werte von $\mathfrak{H}$ stimmt er gar nicht.

Vom theoretischen Standpunkte aus würde es auch unverständlich sein, wenn ein fester Skalenfaktor da wäre, der aus der am kurzen Stabe aufgenommenen Hysteresisschleife die für einen langen Stab gültige ergeben würde. Die Magnetisierungserscheinungen sind viel

Tabelle 14.

P. T. R. II, 198-Stab (Länge 8π cm). Kurze (2π cm lange) Emailledrahtspule (250 Windungen).

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}_{\text{mittel}}$	
		4,50
0,5	—	4670
0	—	5105
2	−3065	6425
3	−1810	6955
4	−415	7445
5	+400	7890
7	2590	8690
10	4820	9675
15	7200	10935
25	9925	12490
35	11420	13190
50	12565	13640
75	13325	14015
100	13730	14240
125	23995	14405
150	14210	14520
200	14535	14715
250	14790	14875
300	Ω	Ω

Beim Sprung der Magnetisierungsfeldstärke von 0 auf $+150$ Gauß ergab sich die Einstellung der Wage:

$\mathfrak{B} = 14580$ Gauß.

Tabelle 15.

P. T. R. II, 198 (kurzer Stab, Länge 2π cm). Kurze (2π cm lange) Emailledrahtspule (250 Windungen).

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}_{\text{mittel}}$	
		4,32
0,5	—	4430
0	—	4920
2	−2805	6660
3	−1620	7430
4	−555	8145
5	+885	8820
7	3110	10080
10	5885	11500
15	9045	12965
25	12355	14290
35	13655	14870
50	14575	15410
75	15455	16050
100	16080	16560
125	16565	16980
150	17025	17370
200	17785	18010
250	18440	18560
300	Ω	Ω

Beim Sprung der Magnetisierungsfeldstärke von 0 auf $+150$ Gauß ergab sich die Einstellung der Wage:

$\mathfrak{B} = 17730$ Gauß.

zu kompliziert, um eine so einfache Gesetzmäßigkeit in einem großen Bereiche der $\mathfrak{H}$-Werte aufrecht zu erhalten.

Was die Remanenz betrifft, die an einem kurzen Stabe aufgenommen wird, so ist zu erwarten, daß sie für kurze Stäbe und ebenso kurze Magnetisierungsspulen kleiner ausfallen wird, als für

8π cm lange Stäbe und Magnetisierungsspulen bei Magnetisierungen in einem und demselben $\mathfrak{H}$-Bereiche. Diese Vermutung hat sich auch experimentell bestätigt, wie aus dem Vergleich der Tabellen 9 und 15 zu ersehen ist.

Was die Koerzitivkraft betrifft, so ist ja im allgemeinen die Koerzitivkraft diejenige Feldstärke, die man anwenden muß, um die von einer vorhergehenden Magnetisierung zurückgebliebene Magnetisierung aufzuheben. Da eine 2π cm lange Magnetisierungsspule eine ceteris paripus 4mal kleinere magnetomotorische Kraft entwickelt als eine 8π cm lange Magnetisierungsspule, so haben wir alle Gründe zu erwarten, daß die an der Wage an der Hand eines kurzen Stabes und einer kurzen Magnetisierungsspule gemessene Koerzitivkraft etwa 4mal größer ausfallen wird als im Falle eines 8π cm langen Stabes und einer ebenso langen Spule, wenn der maximale $\mathfrak{B}$-Wert, der in den beiden Fällen (das eine Mal 2π cm,

Figur 16.

Figur 17.

das andere Mal 8π cm lange Stab und Spule) vorher erreicht war, derselbe wäre. Das ist aber nicht der Fall, sie unterscheiden sich um etwa 10%, und deshalb haben wir zu erwarten, daß die Koerzitivkraft eines kurzen Stabes etwas unterhalb der 4fachen Koerzitivkraft eines langen Stabes liegen muß. Wenn wir die Tabellen 9 und 15 miteinander vergleichen, so sehen wir tatsächlich, daß die mit der Wage unmittelbar aufgenommenen Werte: $(C.\ K)_{\text{kurzer Stab}} = 4{,}32$ und die für den langen Stab entsprechende Größe $(C.\ K.)_{\text{langer Stab}} = 1.20$ ist, wie es auch zu erwarten war.

Die von du Bois ausgesprochene Vermutung, daß diese scheinbare Vergrößerung der Koerzitivkraft eines kurzen Stabes auf die angeblich große (14fache) instrumentelle Koerzitivkraft zurückzuführen ist, die hauptsächlich von den konischen Verbindungsstücken (siehe Fig. 17) zwischen Probestab und Sockel bedingt sein soll, scheint nicht in Einklang zu sein mit anderen experimentellen Ergebnissen, die an 8π cm langen Stäben und 2π cm langen Magnetisierungsspulen gefunden wurden.

Es wurde zuerst der von uns schon früher untersuchte 8π cm lange Probestab P.T.R. II, 198 von neuem untersucht, indem er durch

die 2π cm lange Magnetisierungsspule, die in Mitte des Stabes sich befand, magnetisiert wurde (siehe Fig. 16).

Es zeigte sich (siehe Tabelle 14), daß die in diesem Falle unmittelbar an der Wage gemessene Koerzitivkraft sich gleich 4,5 ergab, die (siehe Tabelle 15) um wenige Prozent von dem Werte (4,32) abweicht, den man bei kurzen P. T. R. II, 198-Stäben mißt.

In einem dieser beiden Fälle (kurzer Stab, kurze Spule) haben wir zwar in unserem Magnetkreise die konischen Verbindungsstücke zwischen Probestab und Sockel, wir dürfen aber nicht den großen Wert der dabei gemessenen Koerzitivkraft auf die große Koerzitivkraft der konischen Verbindungsstücke zurückführen, denn sonst wäre die Größe der im Falle des langen P. T. R. II, 198-Probestabes und der kurzen Magnetisierungsspule unmittelbar gemessenen Koerzitivkraft (4,50) nicht zu erklären. In diesem Falle haben wir keinen einzigen Bestandteil im magnetischen Kreise der Wage, dem man eine größere Koerzitivkraft zuschreiben könnte und den man dann für die Größe der unmittelbar an der Wage gemessenen Koerzitivkraft des kurzen Probestabes verantwortlich machen könnte.

Es ist deshalb zweckmäßiger, für das Wachsen der Koerzitivkraft, das man jedesmal dann beobachtet, wenn die Magnetisierungsspule kürzer wird, vor allem die in unserem Falle 4mal kleiner gewordene magnetomotorische Kraft verantwortlich zu machen. Andere Faktoren können dabei auch mitwirken, aber sie scheinen, gerade bei der Koerzitivkraft, eine sekundäre Rolle zu spielen.

Dieselbe Gesetzmäßigkeit in bezug auf die Koerzitivkraft können wir auch durch Vergleich der Tabelle 11 und 16 konstatieren: die unmittelbar an der Wage für einen 8π cm langen FeCo-Stab bei einer 2π cm langen Magnetisierungsspule gemessene Koerzitivkraft 8.95 ist ungefähr 4mal so groß wie diejenige (2,33), die für denselben Stab, aber bei einer 4mal längeren Magnetisierungsspule, gefunden wurde.

Was die Tabelle 17 betrifft, so scheint der da beobachtete Wert (10.87) der Koerzitivkraft des 2π cm langen FeCO-Probestabes etwas zu groß zu sein. Man hätte erwarten können, daß die unmittelbar an der Wage in diesem Falle gemessene Koerzitivkraft in Analogie mit dem kurzen P. T. R. II, 198-Stabe und auch aus theoretischen Gründen kleiner ausfallen müßte als 8,95, dem Werte, der mit dem langen CO_{34}-Stabe und der kurzen Spule aufgenommen wurde.

Längere Zeit habe ich mich mit dem kurzen CO_{34}-Stab beschäftigt, ohne den richtigen Grund für diese Diskrepanz zu finden. Es blieb

Tabelle 16.

CO_{34}-Stab (von Krupp). Länge 8π cm. Kurze (2π cm lange Emailledrahtspule (250 Windungen).

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}_{mittel}$	
		8,95
0,5	—	6615
0	—	6835
2	−5855	7585
3	−5240	7905
4	−4430	8205
5	−3535	8485
7	−1615	9010
10	+840	9675
15	4220	10575
25	8210	11955
35	10325	12910
50	12215	13910
75	13925	14935
100	14905	15565
125	15525	16000
150	15970	16305
200	16575	16740
250	16970	17020
300	Ω	Ω

Beim Sprung der Magnetisierungsfeldstärke von 0 auf ± 150 Gauß ergab sich die Einstellung der Wage:

$$\mathfrak{B} = 16370 \text{ Gauß.}$$

Bemerkung: Am 12. April 1917 wurde die Koerzitivkraft dieses Stabes magnetometrisch gemessen. Sie ergab = 1,98.

Tabelle 17.

CO_{34}-Stab (von Krupp). Länge 2π cm. Kurze (2π cm lange) Emailledrahtspule (250 Windungen).

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}_{mittel}$	
		10,87
0,5	—	9265
0	—	9580
2	−8300	10710
3	−7595	11195
4	−6855	11635
5	−6055	12035
7	−4225	12735
10	−1085	13615
15	+5500	14755
25	13325	16375
35	15675	17435
50	17475	18565
75	19165	19810
100	20225	20675
125	20885	21225
150	21415	21655
200	22120	22240
250	22555	22625
300	Ω	Ω

Beim Sprung der Magnetisierungsfeldstärke von 0 auf ± 150 Gauß ergab sich die Einstellung der Wage:

$$\mathfrak{B} = 22180 \text{ Gauß.}$$

Bemerkung: Am 12. April 1917 wurde die Koerzitivkraft dieses Stabes magnetometrisch gemessen. Sie ergab = 6,6 (gegen die von uns an der Wage abgelesenen 10,87).

schließlich nichts anderes übrig, als die Voraussetzung zu machen, daß der kurze CO_{34}-Stab andere magnetische Eigenschaften besitzt als der 8π cm lange CO_{34}-Stab. Um diese Voraussetzung auf ihre Richtigkeit zu prüfen, habe ich mich an Herrn Geheimrat Gumlich in der physikalisch-technischen Reichsanstalt mit der Bitte gewendet, die Koerzitivkraft des kurzen und langen CO_{34}-Stabes in der Reichsanstalt magnetometrisch nachzumessen.

Herr Geheimrat Gumlich war so liebenswürdig, mir das zu gestatten, und ich habe gemeinschaftlich mit dem Herrn Assistenten Schön die Messungen ausgeführt und es hat sich das überraschende Resultat ergeben, daß der kurze CO_{34}-Stab die C. K. = 6,6 zeigte, wogegen der lange CO_{34}-Stab die C. K. = 1,98 aufwies.

Demnach mußte man schließen, daß der ursprüngliche etwa 35 cm lange CO_{34}-Stab, den die Firma Krupp Herrn Prof. du Bois zur Untersuchung schickte und aus dem nachher die beiden (8π cm lange und 2π cm lange) Stäbe angefertigt wurden, mit denen ich später arbeitete, nicht homogen gewesen ist. Die von uns konstatierte Ausnahmestellung im Verhalten des kurzen CO_{34}-Stabes darf demnach unsere allgemeinen Betrachtungen über den zu erwartenden Verlauf der mit Hilfe der Wage aufgenommenen Hysteresiskurven von 2π cm langen Stäben nicht beeinträchtigen.

Um mehr über den Verlauf der an 2π cm langen Stäben aufgenommenen Hysteresiskurven voraussagen zu dürfen, wenn die an 8π cm langen Stäben aufgenommenen Kurven bekannt sind, und umgekehrt, dazu ist mehr empirisches Material notwendig, als es mir im Bosscha-Laboratorium zur Verfügung stand.

Als Schlußkapitel zu meiner Arbeit will ich auf Wunsch von Herrn Prof. du Bois eine kurz zusammengefaßte

Anweisung zur Aufnahme von Hysteresisschleifen mit Hilfe der magnetischen Präzisionswage von du Bois

geben.

1. Die Wage ist mit ihrer Längsrichtung ost-westlich aufzustellen.

2. Die oberen Sockelflächen werden mit Hilfe einer Dosenlibelle auf ihre Horizontalität geprüft und, falls sie nicht horizontal sein sollten, in eine horizontale Lage gebracht. Um diese Nivellierung

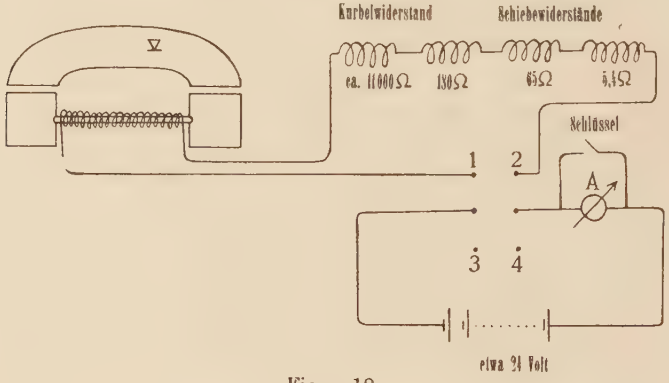
auszuführen, muß das Joch der Wage noch vorher von seinen Unterlagen abgehoben werden.

3. Die prismatischen Schneiden des Joches werden auf zwei in einer horizontalen Ebene liegenden Glasplättchen derart gelagert, daß der Jochbalken frei schweben kann.

4. Man bestimmt die Schwingungsperiode des frei schwebenden Balkens. Wenn sie nicht etwa 30 bis 40 Sekunden ist, so verstellt man das im unteren Teile des Joches befestigte vertikale Gegengewicht, dessen Verschiebung in vertikaler Richtung uns gestattet, den Schwerpunkt des Systems in vertikaler Richtung zu verschieben. Sollte das frei schwebende Joch in seiner Ruhelage sich nicht horizontal einstellen, so verschiebe man das Gegengewicht in horizontaler Richtung.

5. Man stelle die rechts an der Wage eingekapselte Regulierschraube so ein, daß die beiden Schlitze der Wage einander nahezu gleich sind.

6. Es wird dann etwa folgende Schaltung vorgenommen (siehe Fig. 18):



Figur 18.

7. Das Ampèremeter A muß, wenn es einen „permanenten" Magneten enthält, möglichst weit von der Wage entfernt sein (mindestens 1 m).

8. Der zu untersuchende Probestab wird eingeklemmt und durch „abnehmende Kommutierung" entmagnetisiert. Dabei kommutiert man mit Hilfe der Wippe fortwährend den Strom und durch stetige Änderung des eingeschalteten Widerstandes steigert man den Strom so lange, bis die magnetische Feldstärke im Inneren der Spule,

bezw. des Probestabes, den maximalen Wert überschreitet, den man bei den nächsten Messungen nicht überschreiten will, um dann ihn wieder allmählich bis 0 herabsinken zu lassen.

9. Man verkleinert den eingeschalteten Widerstand so lange, bis die durch den Strom hervorgerufene magnetische Feldstärke innerhalb der Magnetisierungsspule etwa 150 Gauß wird, und kommutiert dann den Strom 10 mal, indem man auf der Stromstärke 0 eine Zeitlang stehen bleibt.

10. Dann kippt man die Wippe in die Lage 12 um und verschiebt das Laufgewicht, indem man es von rechts nach links bewegt, solange bis das Joch von der Unterlage der rechten Regulierschraube losgerissen wird. Man liest die der Lage des Gewichtes entsprechende Induktion $\mathfrak{B}_1$ auf der Skala ab.

11. Man kommutiert mit Hilfe der Wippe den Strom und wiederholt das in 10. beschriebene Verfahren. Die dieser Stellung der Wippe entsprechende unmittelbar an der Wage abgelesene Induktion soll mit $\mathfrak{B}_2$ bezeichnet werden.

12. Gewöhnlich ist $\mathfrak{B}_1 \neq \mathfrak{B}_2$. Die Differenz $\mathfrak{B}_1 - \mathfrak{B}_2$ wird durch die Wirkung des erdmagnetischen Feldes hervorgerufen. Mit Hilfe eines langen und möglichst starken permanenten Magneten, der vertikal (mit dem Südpol *S* nach oben) aufgestellt ist, und den man symmetrisch zu den beiden Schlitzen der Wage einstellt, kann man die Wirkung des Magnetfeldes der Erde auf die Wage kompensieren. Das Magnetfeld der Wage können wir erst dann als kompensiert betrachten, wenn $\mathfrak{B}_1 = \mathfrak{B}_2$ ausfällt.

13. Die Wage wird wieder durch „abnehmende Kommutierung“ (siehe 8.) entmagnetisiert. Man stellt die Wippe auf die Lage (1,2) ein.

14. Man läßt nun durch möglichst kontinuierliche Stromstärkeänderung die magnetische Feldstärke innerhalb der Magnetisierungsspule von 0 bis etwa 250 Gauß wachsen, geht dann wieder durch kontinuierliche Änderung der Stromstärke auf 0 zurück, kommutiert den Strom, indem man die Wippe in die Lage (3,4) umkippt, und geht wieder von 0 bis 250 Gauß herauf und dann wieder bis 0 zurück. Die durch den zu untersuchenden Probestab durchgeschickte Induktion beschreibt dabei einen vollen Zyklus (eine Hysteresisschleife).

Auf diese Art läßt man den Probestab 5 (für härtere Sorten genügt auch 3) in einem und demselben $\mathfrak{H}$-Bereich verlaufende Hysteresisschleifen durchlaufen. Beim Durchlaufen der beiden

letzten Schleifen muß man möglichst langsam die Stromstärke ändern und jede Schleife in der Zeit von mehreren Minuten durchlaufen lassen.

15. Man nimmt jetzt eine Hysteresisschleife auf, indem man die Stromstärke kontinuierlich ändert und für mehrere Werte der Stromstärke i die entsprechenden Werte der Induktion $\mathfrak{B}$ abliest. Man wird dabei wie in 10. das Laufgewicht von rechts nach links verschieben und diejenige Lage des Gewichtes notieren, wo das Joch bei der in Betracht kommenden Magnetisierungsstromstärke (der eine je nach der Ampèrewindungszahl der Spule bestimmte magnetische Feldstärke entspricht) eben von der Regulierschraube R abreißt.

Dabei muß man darauf achten, daß während der Aufnahme der Hysteresisschleife die Magnetisierungsstromstärke sich kontinuierlich ändert. Deshalb muß man, falls das Ampèremeter mehrere Meßbereiche hat, beim Umstöpseln dafür sorgen, daß der Strom dabei nicht unterbrochen wird. Aus diesem Grunde haben wir in unserem Schaltungsschema parallel zum Ampèremeter einen Schlüssel geschaltet, den man auf die Dauer des Umstöpselns kurz schließen muß.

Kurz zusammengefaßte Ergebnisse der Arbeit.

1. Es wurde die Streuung der magnetischen Wage gemessen und ihre Abhängigkeit von der Magnetisierungsstromstärke sowie vom Material des Probestabes und von der Länge der Magnetisierungsspule konstatiert. Die Streuung der Wage hat sich als eine nicht zu vernachlässigende Größe erwiesen. (Vergleiche § 17 der Abhandlung über die Wage von H. du Bois.)

2. Der „permanente“ Kompensationsmagnet der du Bois'schen Wage hat in seiner bisherigen Ausführung sich wegen der Streuung der Wage als unpermanent erwiesen, und es wurde zur Kompensation der Vertikalkomponente des Erdfeldes ein größerer Magnet verwendet, der in größerer Entfernung von der Wage aufgestellt werden konnte und der sich als praktisch permanent erwiesen hat.

3. Die Vorteile, die man bei der Berechnung der Hysteresiskurve von der doppelten (von du Bois eingeführten) Magnetisierungsspule hatte, haben sich als viel zu gering erwiesen im Vergleich mit den unkontrollierbaren Fehlerquellen, die sie mit sich bringt. Es hat

sich als zweckmäßig erwiesen, als Magnetisierungsspule eine Emailledrahtspule zu verwenden. Eine Emailledrahtspule mit Wasserspülung würde für wissenschaftliche Arbeiten mit der Wage und auch bei magnetischen Messungen nach der Jochmethode noch geeigneter sein. (Im Bosscha-Laboratorium wurde eine Reihe von Belastungsversuchen von Emailledrähten, die mit Wasser umspült waren, ausgeführt und es hat sich gezeigt, daß 1 qmm starker Emailledraht, der mit Wasserleitungswasser umspült wird, bis 250 Ampère belastet werden kann, ohne durchzubrennen.)

4. Es wurden Grenzen für die praktische Verwendbarkeit der Hopkinsonschen Theorie der magnetischen Kreise festgesetzt in Fällen, wo die den magnetischen Kreis bildenden Substanzen eine von 0 verschiedene Remanenz haben.

5. Es wurde das Auftreten von räumlich verteilten, zuerst von du Bois beobachteten (freien) magnetischen Massen im allgemeinen und in Anwendung auf den magnetischen Kreis der Wage besprochen und die Bedingungen ihres Auftretens allgemein diskutiert.

6. Die sogenannte Scherungskurve der Wage hat sich als nicht unabhängig von der zu untersuchenden Substanz erwiesen.

7. Der qualitative Verlauf der Scherungskurven wurde in Zusammenhang mit dem Auftreten von freien magnetischen Belegungen an den Grenzen Probestab-Sockel gebracht. Es wurde auch der Einfluß der bei verschiedenen $\mathfrak{H}$-Werten sich ändernden prozentualen Streuung der Wage auf den Verlauf der Scherungskurve (besonders bei höheren $\mathfrak{H}$-Werten) untersucht und durch die Messungen an der Wage bestätigt.

8. Es läßt sich zeigen, daß in einem gewissen Bereiche der Feldstärke der Magnetisierungsspule (der Bereich ist desto größer, je größer die Koerzitivkraft des in den magnetischen Kreis der Wage eingeschalteten Probestabes ist) die übliche Zugkraft zwischen Sockel und Joch (zwischen den Schlitzflächen) in eine Abstoßung ausartet, was auch experimentell beobachtet wurde.

9. Es ist gezeigt worden, daß die von du Bois stammende Interpretation der von kurzen Stäben aufgenommenen Hysteresiskurven nicht mit der Erfahrung in Einklang zu bringen ist.

Die bei kurzen Stäben beobachtete scheinbare Vergrößerung der Koerzitivkraft ist nicht durch den Einfluß der instrumentellen Koerzitivkraft zu erklären, und ein für alle $\mathfrak{H}$-Werte konstanter

Skalenfaktor würde auch sogar für mittlere $\mathfrak{H}$-Werte nicht genügen, um die an kurzen Stäben aufgenommenen Hysteresisschleifen auf die an 8π cm langen Stäben aufgenommenen Hysteresiskurven zurückzuführen.

10. Es wurde eine neue Anweisung für die Handhabung der magnetischen Wage ausgearbeitet, die insbesondere die magnetische Vorbereitung des Probestabes und die Kompensation der Vertikalkomponente des Erdfeldes auf eine rationelle Grundlage stellt.

Lebenslauf.

Ich, Clemens von Horvath, griechisch-katholischer Konfession, bin in Kasan (Rußland) am 16. Mai 1884 geboren, wo mein Vater zu der Zeit Professor der allgemeinen Pathologie an der Universität war.

Im Jahre 1900 habe ich die Oberrealschule absolviert und von 1900 bis 1904 habe ich an der physiko-mathematischen Fakultät der Universität Kasan Vorlesungen gehört. Im Jahre 1901 habe ich nachträglich während meiner Universitätsstudien das Abiturientenexamen bestanden, da damals ein Reifezeugnis eines klassischen Gymnasiums notwendig war, um zum Staatsexamen an der Universität zugelassen zu werden.

Im Jahre 1904 habe ich das Staatsexamen abgelegt und im selben Jahre wurde ich auf Grund einer ministeriellen Verordnung (der dortigen Sitte gemäß) an der Universität attachiert, um mich zur Professur in Physik vorzubereiten.

Im Jahre 1910 habe ich das Magisterexamen in Physik absolviert und im Jahre 1911 wurde ich Privatdozent für Physik an der Universität Kasan, wo ich bis April 1914 Vorlesungen gehalten habe, die meistenteils zum Gebiete der theoretischen Physik gehörten.

Im Jahre 1914 wurde ich vom russischen Unterrichtsministerium zu wissenschaftlichen Zwecken auf 2 Jahre nach Deutschland kommandiert. Ich begab mich im Frühjahre 1914 nach Leipzig, wo ich bis Ende November 1914 im physikalischen Institut bei Geheimrat Wiener arbeitete.

Seit Dezember 1915 bis Oktober 1917 bin ich Assistent im Bosscha-Laboratorium bei Professor Du Bois gewesen und seit Oktober 1917 bis Anfang 1919 war ich als ständiger Assistent an der technischen Hochschule in Charlottenburg tätig.

Im Jahre 1907 und 1911 war ich je ein Semester (Sommersemester) in Göttingen immatrikuliert und habe dort an den Vorlesungen und praktischen Übungen von Voigt, Riecke, Simon, Prandtl, Coehn, Wiechert und Zigmondy teilgenommen.

Im Jahre 1912 war ich ein Semester in Berlin, wo ich hauptsächlich bei F. F. Martens in der Handelshochschule arbeitete.

Im Jahre 1913 war ich kurze Zeit in Heidelberg bei Lenard und in Leiden bei Cammerlingh-Onnes und im Jahre 1914 ca $1^1/_2$ Semester bei Wiener, wo ich als russischer Staatsangehöriger, infolge des Ausbruches des Krieges, meine Arbeit unterbrechen mußte.

Im Laufe der letzten 4 Jahre, seitdem ich in Berlin bin, habe ich öfters Gelegenheit gehabt, über verschiedene wissenschaftliche Fragen mich mit den Herren Professoren Einstein, Planck und Warburg zu unterhalten, denen ich hier für ihr stets liebenswürdiges Entgegenkommen meinen innigsten Dank aussprechen möchte.